

THÈSE

Présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir le diplôme de Docteur Troisième Cycle

par

Alain PIQUET

Licencié ès-Sciences

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'ÉMISSION ÉLECTRONIQUE FROIDE DE LA MAGNÉSIE

Soutenue le 5 décembre 1964 devant la Commission d'Examen

MM. G. MESNARD

Président

M. DUFAY

R. UZAN

} Examineurs

THÈSE

Présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir le diplôme de Docteur Troisième Cycle

par

Alain PIQUET

Licencié ès-Sciences



CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'EMISSION ELECTRONIQUE FROIDE DE LA MAGNESIE

Soutenue le 5 décembre 1964 devant la Commission d'Examen

MM. G. MESNARD

Président

M. DUFAY

R. UZAN

} Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553420_0017

UNIVERSITE DE LYON
++++++
FACULTE DES SCIENCES
++++++

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON , DOUIN , MOUSSA , GAUTHIER Henri

Professeurs honoraires

MM. LOCQUIN , de LARAMBERGUE , SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA,
JAFFARD , DOUIN , Henri EYRAUD , DEJARDIN, VIRET

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Jean	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique

MM. GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS DE CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'atmosphère
FRAISSE	Mathématiques
LUBET	Physiologie
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie.

Professeurs sans chaire

MM. GAUME	Physique
FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S. P. C. N.
UZAN	Physique S. P. C. N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale
Mlle MAITROT	Physique
MM. GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C. S. U.
Mlle GAUTHERON	Chimie biologie

Maitres de conférences

Mme ERICSON	Physique générale
MM. MARTEL	Mécanique
MATHIEU	Mécanique des fluides
ERBEIA	Physique
DESCOTES	Chimie organique
PICARD Philippe	Mathématiques
LEMOIGNE	Botanique
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT	Physique M. P. C.
DEMARCO	Géologie générale

Maitre de conférence adjoint

M. PIERRON	Chimie
------------	--------

Conseiller administratif

M. BURNET

Secrétaire principal Honoraire

M. ROUX

A MES PARENTS

A MA FAMILLE

A MES AMIS

Nos remerciements les plus sincères vont à Monsieur Le Professeur MESNARD dont l'autorité bienveillante a grandement facilité l'aboutissement de ce travail au sein du Laboratoire d'Electronique et de Physique du Solide.

Monsieur Le Professeur UZAN a bien voulu prendre en main personnellement notre étude et nous entourer de ses judicieux conseils; qu'il veuille bien trouver ici l'expression de notre vive reconnaissance.

Monsieur Le Professeur DEJARDIN , correspondant de L'ACADEMIE DES SCIENCES, voudra bien trouver ici l'expression de notre respectueuse gratitude pour l'intérêt qu'il a porté a nos travaux.

Nos remerciements les plus vifs vont à Monsieur Le Professeur DUFAY qui a bien voulu nous diriger et nous aider pour l'étude spectroscopique de ce mémoire.

Les difficultés expérimentales que nous avons rencontrées ont pu être surmontées grâce à la compétence de Monsieur DOLCE, chef de travaux, que nous remercions, ainsi que tous ceux qui ont collaboré à la mise en oeuvre définitive de ce mémoire .

CONTRIBUTION A L'ETUDE
DE L'EMISSION ELECTRONIQUE FROIDE
DE LA MAGNESIE

INTRODUCTION

JACOBS (1), FREELY et BRAND (2) puis DOBISCHEK (3) ont étudié, à partir de 1951, l'émission électronique secondaire de la magnésie et ont observé un phénomène de persistance de l'émission lorsque le bombardement électronique primaire était supprimé ; depuis, de nombreux travaux ont été entrepris en vue de l'explication et de l'application de cette émission auto-entretendue.

L'intérêt de cette source d'électrons réside essentiellement dans son caractère de source "froide" et dans l'allure exponentielle de sa caractéristique courant-tension.

Nous avons réalisé des cathodes par dépôt d'une mince couche de magnésie sur un manchon de nickel ; celle-ci est disposée en regard d'une anode collectrice dans des tubes expérimentaux vidés et scellés.

En effet, comme l'émission thermo-électronique, cette émission se fait dans le vide, avec des tensions de même ordre de grandeur ; elle ne nécessite cependant aucun chauffage de la cathode, mais par contre un système d'amorçage par émission secondaire (ou starter), fonctionnant pendant un très court laps de temps, est indispensable.

PREMIERE PARTIE

ELABORATION DES COUCHES DE MAGNESIE

ET STRUCTURE DES TUBES

COMPOSITION ET CARACTERISTIQUES DES DEPOTS

DEPOT PAR PULVERISATION

DEPOT PAR CATAPHORESE

GEOMETRIE DES TUBES

POMPAGE ET TRAITEMENTS DES TUBES SOUS VIDE

ELABORATION DES COUCHES DE MAGNESIE ET STRUCTURE DES TUBES

1 - COMPOSITION ET CARACTERISTIQUES DES DEPOTS

Plusieurs compositions de couche ont été utilisées ; elles consistent essentiellement en un mélange préconisé par DAGLISH (4), à base de MgO , MgC_2 et $MgCO_3$ en proportions variables, finement pulvérisés, en suspension dans de l'acétate d'amyle. La suspension obtenue est passée ensuite au broyeur à billes d'agate pendant 24 heures avant d'être déposée par pulvérisation au pistolet ou par cathorèse, sur des manchons de nickel très pur ou activé au manganèse et traités sous hydrogène à $1000^{\circ}C$. Le véhicule utilisé pour la pulvérisation et l'électrophorèse est du n-propanol.

Précisons que dans certains cas les supports de nickel ont été sablés à sec par un jet abrasif, dont les grains sont de l'ordre de 5 microns et oxydés à l'air pendant 5 minutes à des températures variant entre 500 et $600^{\circ}C$. Nous verrons plus loin le rôle de cette préoxydation.

2 - DEPOT PAR PULVERISATION

Les manchons de nickel sont montés par groupe de cinq ou six sur un châssis définissant les portions utiles à recouvrir. Celui-ci tourne sur lui-même à une centaine de tours par minute, de manière à assurer une uniformité dans l'épaisseur et la texture du revêtement. La projection est faite par passes successives à une distance d'environ 50 cm de manière à pulvériser à "sec", pour que le support liquide de la suspension ait le temps de s'évaporer.

On évite ainsi la formation d'agglomérats de grains par coulée qui nuiraient à une bonne homogénéité.

3 - DEPOT PAR CATAPHORESE

Celui-ci se fait à partir de la même suspension, à l'aide d'une deuxième électrode dont la section géométrique a la même forme que celle du manchon. Le courant nécessaire pour obtenir un bon dépôt est alors de quelques dizaines de micro-ampères sous une tension d'une dizaine de volts, appliquée entre les deux électrodes pendant une ou deux minutes.

Les revêtements ainsi obtenus par les deux méthodes, dont l'épaisseur varie entre 20 et 150 microns, ne sont pas équivalents et s'ils ont des porosités du même ordre (50 à 60 %) le dépôt par pulvérisation est en général formé de grains plus gros que celui par cataphorèse (2 à 3 microns contre 0,5 microns et moins).

En effet, la pulvérisation se faisant à distance, les gros grains sont déposés préférentiellement aux petits qui forment un nuage ; tandis que dans la cataphorèse, la suspension est décantée avant passage du courant pour obtenir une bonne homogénéité, les petits grains restent seuls en suspension et sont entraînés par le champ électrique appliqué.

Toutes choses égales par ailleurs, le dépôt par cataphorèse contient plus de grains et plus de pores (qui sont plus petits) que le dépôt par pulvérisation.

Cette porosité et cette structure paraissent avoir un rôle déterminant sur les conditions de l'émission auto-entretenu.

On peut signaler tout de suite que les dépôts par cataphorèse nous ont donné dans les mêmes conditions (c'est-à-dire même épaisseur et mêmes traitements) des densités de courant plus importantes que les dépôts par pulvérisation.

4 - GEOMETRIE DES TUBES

Deux géométries de tube ont été employées, comportant respectivement des éléments standard (manchons de nickel, embases de micas, grilles de nickel doré à 5 % de Mn, plaques...) des types 12 AU7 et 50 B5.

Ces tubes ont une structure de diode, dans laquelle la plaque collectrice habituelle est remplacée par une grille qui joue le rôle de collecteur d'électrons. Les figures 1, 2 et 3 représentent une telle structure pour un tube construit à partir d'éléments du type 50 B5. L'emploi d'une grille à la place d'une plaque nous est imposée par la nécessité de bombarder la cathode avec des électrons issus d'une source primaire. Cette source d'électrons (ou starter) est constituée par un filament de tungstène thorié, que l'on peut chauffer momentanément. Celui-ci est masqué optiquement de la cathode par un des montants de la grille, de manière à éviter un dépôt de tungstène par vaporisation sur le revêtement de magnésie.

Certains tubes contiennent en plus une deuxième grille leur permettant de fonctionner en triode.

En plus du starter les tubes contiennent un filament, intérieur au manchon de nickel, que l'on peut chauffer éventuellement pour traiter et dégazer le dépôt de magnésie. Ce filament sert d'ailleurs dans l'étude du comportement thermique de la cathode ; à cet effet un thermocouple platine-platine rhodié (10%), ou cuivre-constantan est soudé au manchon.

5 - POMPAGE ET TRAITEMENTS DES TUBES SOUS VIDE

L'équipement de pompage est l'assemblage classique d'une pompe à palettes suivie d'une pompe à diffusion de mercure, séparée de la rampe de pompage par une vanne et un piège à azote liquide à double paroi froide. Le vide obtenu avec ce système est mesuré

à l'aide d'une jauge à ionisation : il est de l'ordre de 10^{-6} torrs.

Le vide est amélioré et maintenu par vaporisation de getters au baryum dans les tubes scellés. Ceux-ci, à quelques variantes près, sont soumis aux traitements suivants :

- étuvage à 450°C pendant deux heures, en vide dynamique
- dégazage des pièces métalliques par chauffage haute fréquence
- dégazage et décomposition du carbonate de magnésium et des liants organiques éventuels par chauffage des dépôts émissifs entre 700 et 800°C
- isolement de la rampe de pompage et oxydation de la cathode sous pression partielle d'air (entre 1 et 10^{-1} torrs) ;
- nouveau dégazage de la cathode pendant dix minutes à 700°C
- scellement des tubes sous vide limite
- vaporisation des getters par chauffage haute fréquence.

Le montage et les traitements des cathodes et des tubes doivent être faits avec beaucoup de soins, pour éliminer tous risques de contamination néfaste à une bonne émission (en particulier les graisses des pièces métalliques, le tungstène du starter, le baryum des getters).

Certaines cathodes comportant comme liant du collodion, n'ont émis qu'après avoir été traitées à 1000°C , une fois le tube scellé. La présence d'un liant nuit à la bonne stabilité de l'émission, du fait de la présence de résidus carbonés dans les pores du revêtement, résidus modifiant le taux d'émission secondaire de la magnésie. Moyennant certaines précautions supplémentaires une bonne adhérence du dépôt peut être obtenue sans utilisation de liant : celui-ci a été éliminé dans un grand nombre des tubes ayant servi à cette étude.

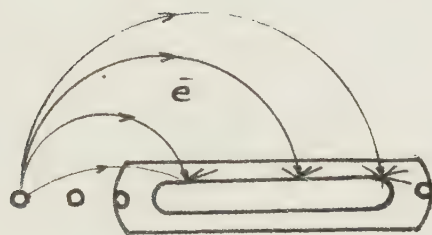


FIGURE 2

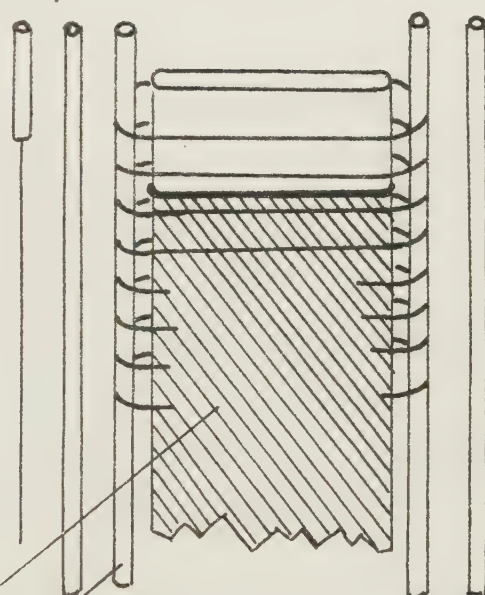


FIGURE 1

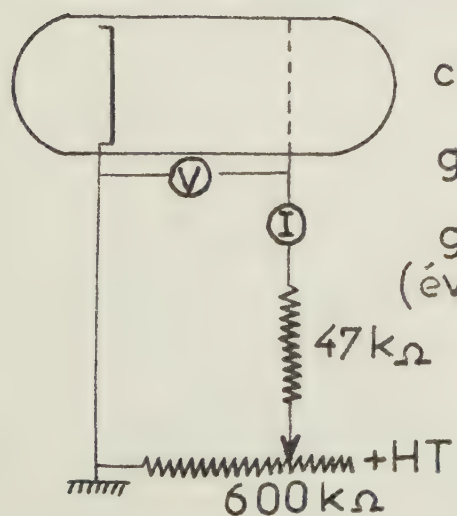


FIGURE 4

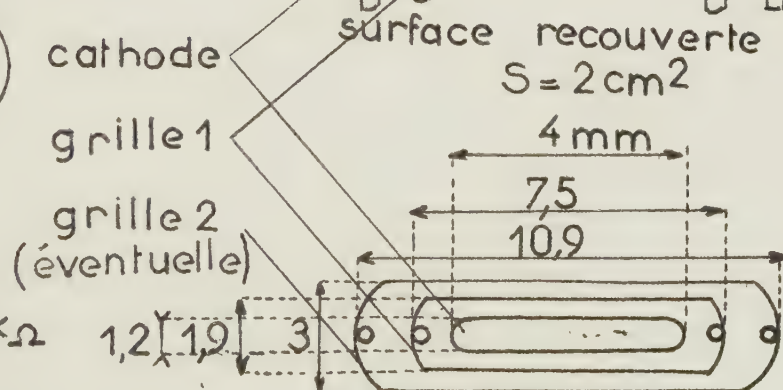


FIGURE 3

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DE L'EMISSION

EN REGIME STATIQUE

EMISSION ET CARACTERISTIQUES STATIQUES

INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR L'EMISSION

DETERMINATION DU POTENTIEL DE SURFACE DE LA

CATHODE A L'AIDE D'UNE SONDE METALLIQUE

ETUDE DE LA LUMINESCENCE DE LA MAGNESIE

INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR L'EMISSION

ETUDE D'UN TUBE A STRUCTURE DE TRIODE

INTERPRETATIONS

1- EMISSION ET CARACTERISTIQUES STATIQUES

Les tubes étaient placés, pour cette étude, sur un banc d'essais statique suivant le schéma de la figure 4. La tension entre la cathode et la grille collectrice était mesurée à l'aide d'un voltmètre électronique de très grande impédance. Une résistance de 47000 ohms était placée en série dans le circuit pour régulariser l'émission et pour éviter l'établissement d'un régime d'arc.

1 A- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TUBE A CATHODE FROIDE

Il apparaît certain à l'heure actuelle que l'émission électronique auto-entretenu dans de minces couches de magnésie, qui dans des conditions normales sont très isolantes, est due à la présence dans celles-ci d'un champ électrique intense.

Celui-ci prend naissance grâce à la charge positive superficielle prise par le dépôt sous l'impact des électrons primaires issus du starter. Cette charge est due au taux d'émission secondaire élevé de la magnésie, qui peut varier suivant les conditions de 1 à 1000. Elle permet d'obtenir un champ de l'ordre de 10^5 à 10^6 volts/cm, qui peut extraire les électrons du manchon de nickel et éventuellement d'une très mince pellicule interfaciale d'oxyde du même métal, formée lors des traitements subis avant ou pendant la fabrication de la cathode (figure 1).

Ce champ électrique accélère les électrons, qui se multiplient par émission secondaire dans les pores de la magnésie ; un grand nombre d'entre eux peut ainsi être extrait de la couche de magnésie.

1 B.- AMORCAGE DE L'EMISSION AUTO-ENTRETENUE

Pour obtenir une émission auto-entretendue il est donc nécessaire de charger superficiellement la couche de magnésie. Nous avons choisi dans la plupart de nos tubes l'amorçage par un faisceau d'électrons primaires, issus d'une cathode thermoélectronique constituant le starter, à cause de sa simplicité et de son efficacité. L'amorçage par décharge haute fréquence est moins efficace et risque de dégrader le dépôt de magnésie; quant à la méthode optique par irradiation ultra-violette, elle présente une plus grande inertie.

Le starter est dans beaucoup de cas relié extérieurement à la cathode; la tension de la grille collectrice par rapport à celle du support de nickel, prise comme référence, donc par rapport au starter, confère aux électrons primaires une énergie suffisante pour qu'une partie d'entre eux passe à travers les mailles de la grille et vienne bombarder la couche de magnésie (figure 2 et 4).

L'amorçage est rendu plus efficace en polarisant négativement le starter par rapport au manchon (quelques dizaines de volts). L'énergie résiduelle des électrons sur la couche de magnésie est alors de l'ordre de grandeur de cette tension de polarisation.

La tension grille-cathode étant fixée à une certaine valeur (200 volts par exemple), un interrupteur placé dans le circuit de chauffage du starter permet par un bref éclair l'amorçage de l'émission auto-entretendue. Celle-ci est décelable immédiatement par la lecture du microampèremètre en série dans le circuit de débit du tube, ou par l'apparition d'une luminescence bleutée caractéristique, recouvrant la cathode. Cette lumière est visible à l'oeil nu à partir d'un certain débit (quelques dizaines de microampères/cm²).

1 C- FORMES DES CARACTERISTIQUES STATIQUES COURANT-TENSION

Suivant la composition et les traitements subis par le dépôt de magnésie et par son support de nickel, nous pouvons distinguer trois formes de caractéristiques courant-tension ayant toutes une allure exponentielle, tout au moins dans un certain domaine. Ces caractéristiques sont donc tracées dans un diagramme en coordonnées semi-logarithmiques : $\text{Log } I$ en fonction de V , I étant la densité de courant par cm^2 de surface émissive et V la différence de potentiel entre le manchon et la grille collectrice, (diagramme de la figure 5).

Les points expérimentaux sont relevés toutes les cinq minutes pour laisser le temps au nouveau régime de s'établir, en accord avec l'étude exposée plus loin, de l'évolution de l'émission au cours du temps en fonction de la température.

Les trois types de caractéristiques obtenus sont représentés figure 6. Les courbes du type (A) correspondent en général à des cathodes dont le manchon de nickel a été insuffisamment oxydé, soit qu'il n'ait été ni sablé ni préoxydé à l'air, soit que l'oxydation au cours du pompage n'ait pas été poussée.

En outre elle se présente le plus souvent avec les dépôts pulvérisés.

Ces caractéristiques dont le caractère exponentiel est très marqué, excepté dans la partie correspondant à de hautes densités de courant, sont bien représentées par des formules du type :

$$I = I_0 \exp(aV) \quad (1)$$

où I_0 et a sont des constantes dépendant de la cathode et aussi de la géométrie des tubes.

a varie suivant la nature du dépôt et est certainement lié au taux d'émission secondaire de la magnésie.

Nous avons relevé des valeurs de a de 0,05 à 0,55 volts⁻¹.

I_0 représente la densité de courant extrapolée pour une tension nulle et

s'échelonne de 10^{-31} à 10^{-15} A/cm².

Ces caractéristiques s'étendent couramment sur cinq à six modules décimaux correspondant à des densités de courant allant de 10^{-9} à 10^{-3} A/cm² pour une gamme de tension allant de 100 à 200 volts.

La distribution des points expérimentaux par rapport à la droite représentative n'excède pas 1 ou 2 volts pour les densités de courant citées. Dans la région des plus hautes densités de courant, de l'ordre de 5.10^{-4} à 5.10^{-3} A/cm², cette droite s'infléchit assez brusquement dans le sens des tensions croissantes et le caractère exponentiel est moins sûr; au-delà elle s'incurve nettement et le courant ne se maintient plus, ce qui conduit au désamorçage de l'émission. Celui-ci se traduit par une décroissance rapide du courant en fonction du temps et une augmentation simultanée de la tension, puis par un arrêt net.

Il peut arriver aussi qu'un premier coude se produise à plus bas débit et qu'il y en ait d'autres ensuite ; la courbe présente alors un aspect en escalier. Ce type de caractéristique se rencontre avec des cathodes mal formées ; leur instabilité notoire provient du fait que certaines zones de la surface cessent d'émettre.

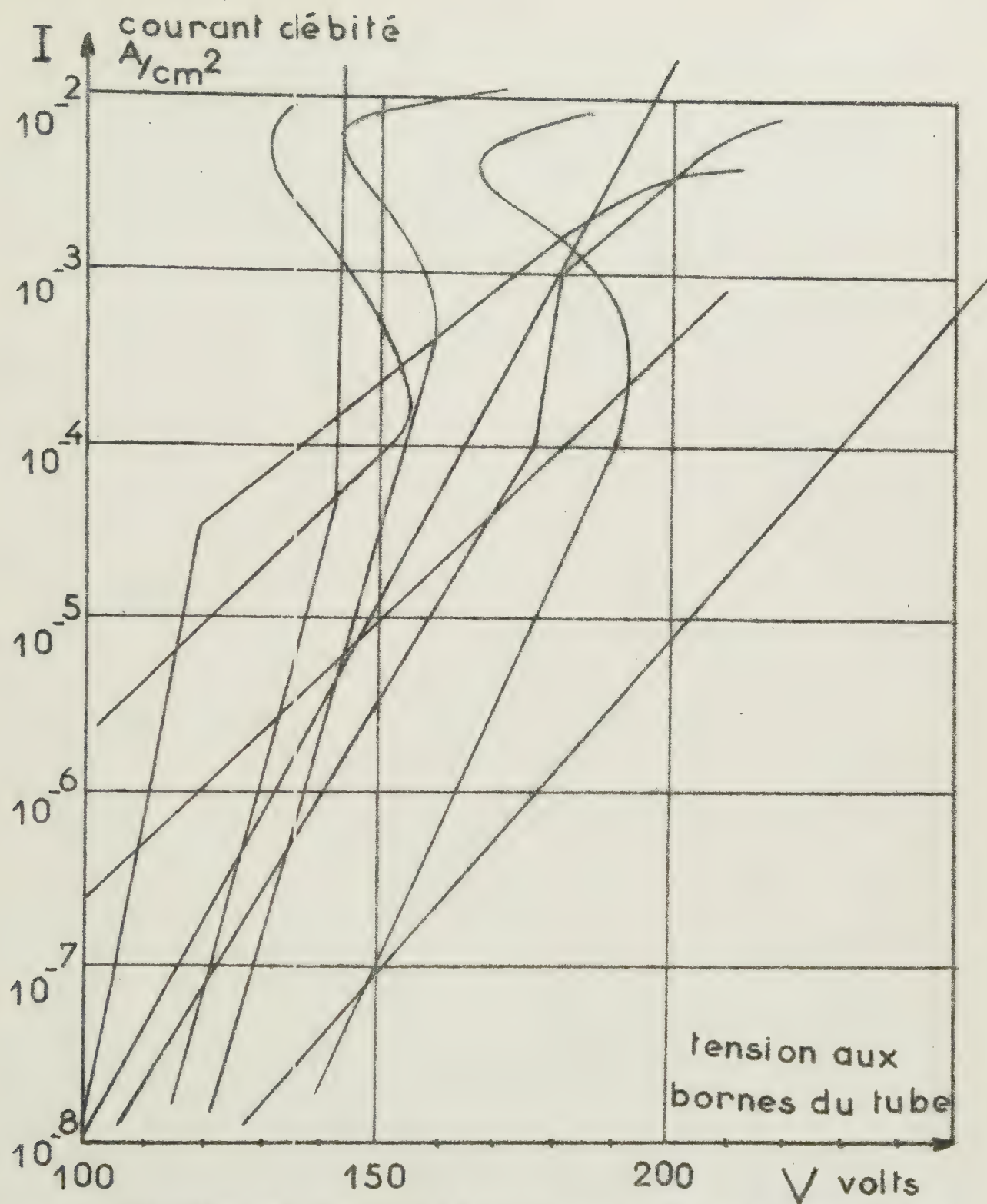
Les caractéristiques des types (B) et (C)

sont assez analogues et sont obtenues généralement avec des cathodes dont le support de nickel a été sablé et préoxydé ; en particulier les cathodes obtenues par cataphorèse présentent un tel aspect.

Ces caractéristiques peuvent se diviser en trois parties. La première d'entre elles, rectiligne (1), est toujours bien représentée par une formule du type $I = I_0 \exp(aV)$, avec des valeurs de a et de I_0 le plus souvent supérieures à celles des courbes (A); ceci se traduit par un décalage de la droite représentative vers les basses tensions et par une pente plus importante.

La partie (2) présente une pente négative plus ou moins accusée.

La partie (3) est en tous points analogue à la portion correspondante des caractéristiques du type (A).



Quelques Caractéristiques Expérimentales

FIGURE 5

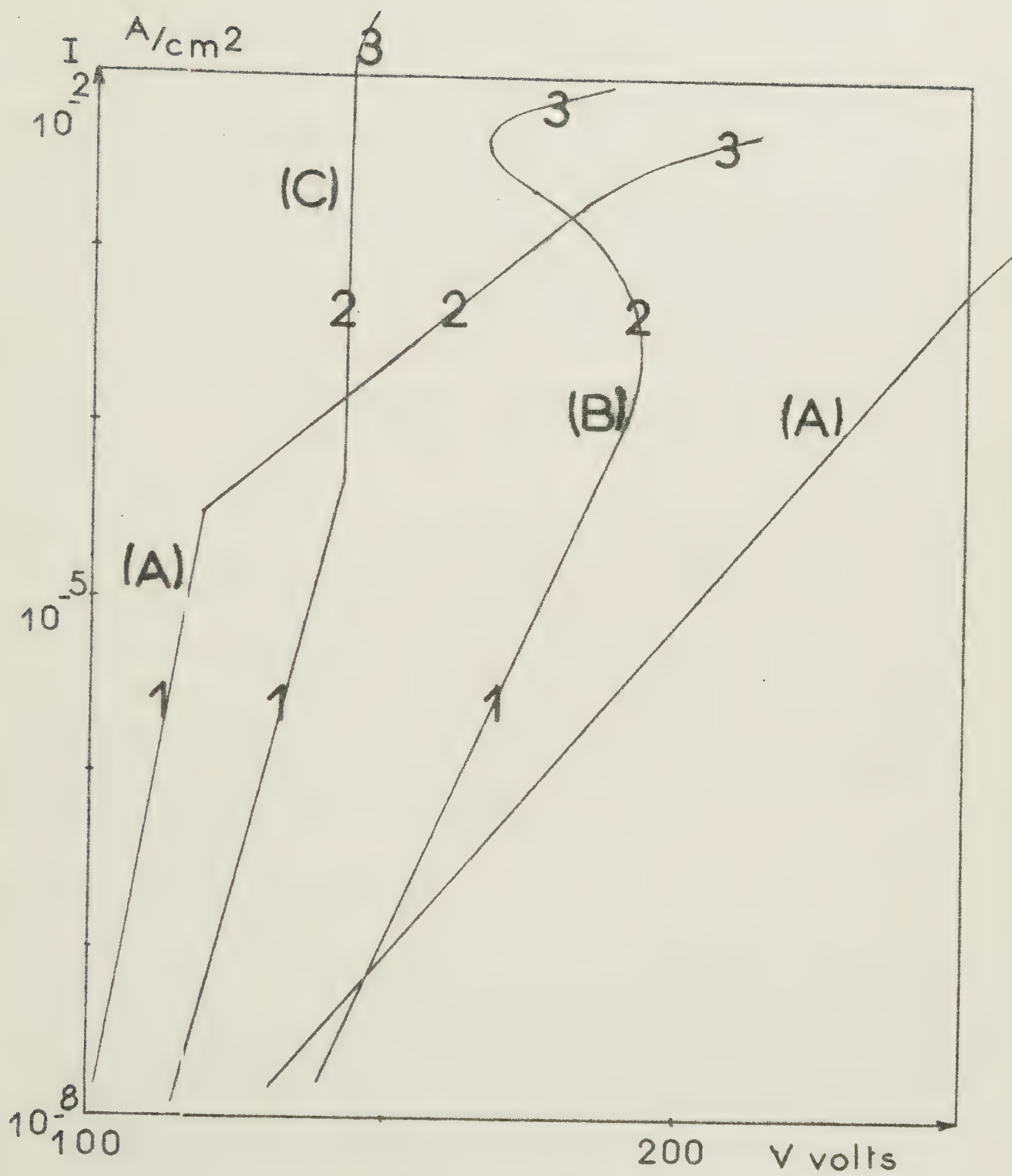


FIGURE 6

1 D- DEBIT MAXIMUM. DEBIT MINIMUM

Les densités de courant les plus importantes ont été obtenues avec des dépôts par cataphorèse sur des supports bien oxydés. Des régimes d'émission de $5 \cdot 10^{-3}$ à 10^{-2} A/cm² ont été maintenus pendant des dizaines d'heures sans désamorçage, avec toutefois une légère décroissance dans le temps, déjà signalée par BOURDAILLET (5). Ce déclin de l'émission est d'autant plus marqué que la densité de courant initiale est plus grande.

Il nous a été cependant possible d'obtenir des densités de courant atteignant 30 mA/cm² pendant des temps très courts.

Indiquons que des densités de courant très faibles peuvent être maintenues pendant des centaines et même des milliers d'heures sans diminution sensible au cours du temps. Des cathodes particulièrement stables ont pu fonctionner sans désamorçage avec des courants de 10^{-9} A/cm² et moins. Il est à remarquer cependant que de tels courants ne peuvent être amorcés directement et qu'ils ne sont obtenus qu'en diminuant la tension de polarisation aux bornes du tube, à partir d'un débit initial plus important.

1 E- STABILITE DE L'EMISSION

Elle est très variable suivant les cathodes et leur constitution. Des émissions très stables ont été obtenues, elles ont cependant tendance à se dégrader dans le temps après des fonctionnements prolongés, particulièrement à haut débit.

Nous devons considérer deux formes d'instabilité.

Des fluctuations aléatoires assez amples, de basse fréquence, correspondent à des changements de zone d'émission à la surface de la cathode, accompagnés de fluctuations de la lumière bleutée au cours du temps. Cette instabilité peut être imputée à une mauvaise préparation de la cathode et plus particulièrement à une oxydation non uniforme du manchon ou à une inhomogénéité dans le dépôt de magnésie.

Nous devons noter ensuite la présence d'un bruit de fond, de fréquence plus importante, mais d'amplitude beaucoup plus faible, qui croît avec la densité du courant émis. Ce bruit de fond semble être lié, du moins en partie, à la présence à la surface de la cathode de points lumineux plus blancs, distribués aléatoirement, qui scintillent et se déplacent même dans des zones où le fond continu bleuté n'existe que partiellement.

Plusieurs faits tendent à confirmer cette hypothèse. Tout d'abord les cathodes qui présentent beaucoup de ces points blancs sont celles qui présentent le taux de bruit de fond le plus élevé. Ce sont essentiellement des cathodes dont le revêtement a été fait au pistolet et qui présentent des aspérités de surface visibles à l'oeil nu. Les revêtements cataphorétiques ont un aspect plus lisse et plus mat et le grain de la surface est invisible à l'oeil nu. Leur émission électronique est accompagnée de beaucoup moins de points blancs.

Nous avons pu isoler l'émission de ces points, dont le nombre et l'intensité croissent avec le débit, de la cathodo-luminescence de toute la surface émissive. On procède pour cela au réamorçage de l'émission électronique sans le secours du starter, sous le seul effet d'une tension importante appliquée entre la cathode et la grille collectrice. L'amplitude de cette tension varie avec le temps écoulé entre l'arrêt de l'émission précédente et la nouvelle application de la tension. Nous avons pu en effet obtenir le réamorçage après des arrêts de plusieurs dizaines de secondes sous des tensions allant de 500 à 1000 volts.

Dans ces conditions apparaissent d'abord des points brillants en très grand nombre qui scintillent et se déplacent très rapidement accompagnant des impulsions de courant très brèves et très nombreuses, tandis que le fond bleuté est pratiquement invisible. Il suffit alors pour le faire apparaître d'abaisser la tension appliquée ; la densité des points brillants diminue fortement et laisse place à l'émission normale de lumière et de courant.

Il nous a même été possible d'observer des oscillations, en laissant l'émission évoluer seule, c'est-à-dire en laissant la tension à sa valeur primitive. L'émission s'amorce comme précédemment, se maintient pendant quelques dizaines de secondes puis se désamorce ; ce processus se reproduit d'une manière périodique.

Un tel phénomène se produit avec les deux types de dépôts et peut se présenter lors du désamorçage d'une émission normale, si la tension appliquée est trop élevée. Il a tendance à endommager la couche de magnésie et à altérer la stabilité ultérieure du courant électronique.

Il montre, de plus, qu'il existe une polarisation résiduelle de la couche qui peut se maintenir pendant quelques dizaines de secondes et qui permet le réamorçage par effet de champ.

Nous pensons cependant qu'il ne faut pas attribuer le bruit de fond, uniquement à la présence des points blancs et qu'un tel bruit est inhérent au principe même de l'émission et qu'il résulte d'effets de multiplication et d'avalanche électroniques dans le film d'oxyde de nickel et dans la magnésie.

A ces deux formes d'instabilité, il convient d'ajouter l'évolution de l'émission qui se manifeste transitoirement lors d'un changement commandé du débit statique du tube et que nous verrons plus loin.

2 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR L'EMISSION

2 A- AUTO-CHAUFFAGE DE LA CATHODE PENDANT L'EMISSION

L'échauffement de la cathode pendant son fonctionnement, signalé et étudié à plusieurs reprises, en particulier par DAGLISH (4), JOHANNES, RAMANATHAN et CHOLET (6), paraît être un paramètre important de l'émission et conditionner tout particulièrement celle-ci.

Les mesures relatives à cette étude ne sont que comparatives ; en effet, le ou les thermocouples sont soudés aux extrémités du manchon de nickel ; la température ainsi mesurée ne peut être qu'une température moyenne et les échauffements locaux sont certainement plus importants. Il y a lieu de noter que le manchon de nickel dont l'épaisseur est faible (0,05 mm) présente une faible inertie thermique.

Ayant observé que la stabilisation de l'émission, pour une densité de courant pas trop importante (inférieure à $5 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ par exemple) est en liaison étroite avec l'obtention de l'équilibre thermique de la cathode, nous avons mesuré le temps nécessaire pour atteindre cet équilibre. Il suffit pour cela d'augmenter brusquement la densité de courant, à partir d'une valeur très basse (10^{-8} A/cm^2), correspondant à un auto-chauffage négligeable, jusqu'à une valeur plus importante et de suivre l'évolution de l'émission.

La figure 7 montre qu'au bout de cinq minutes l'équilibre thermique de la cathode est pratiquement atteint, même pour des densités de courant assez importantes. Ceci justifie l'espacement des mesures adopté pour le tracé des caractéristiques statiques et dans le tracé de la courbe donnant la température de la cathode en fonction du débit (figure 8).

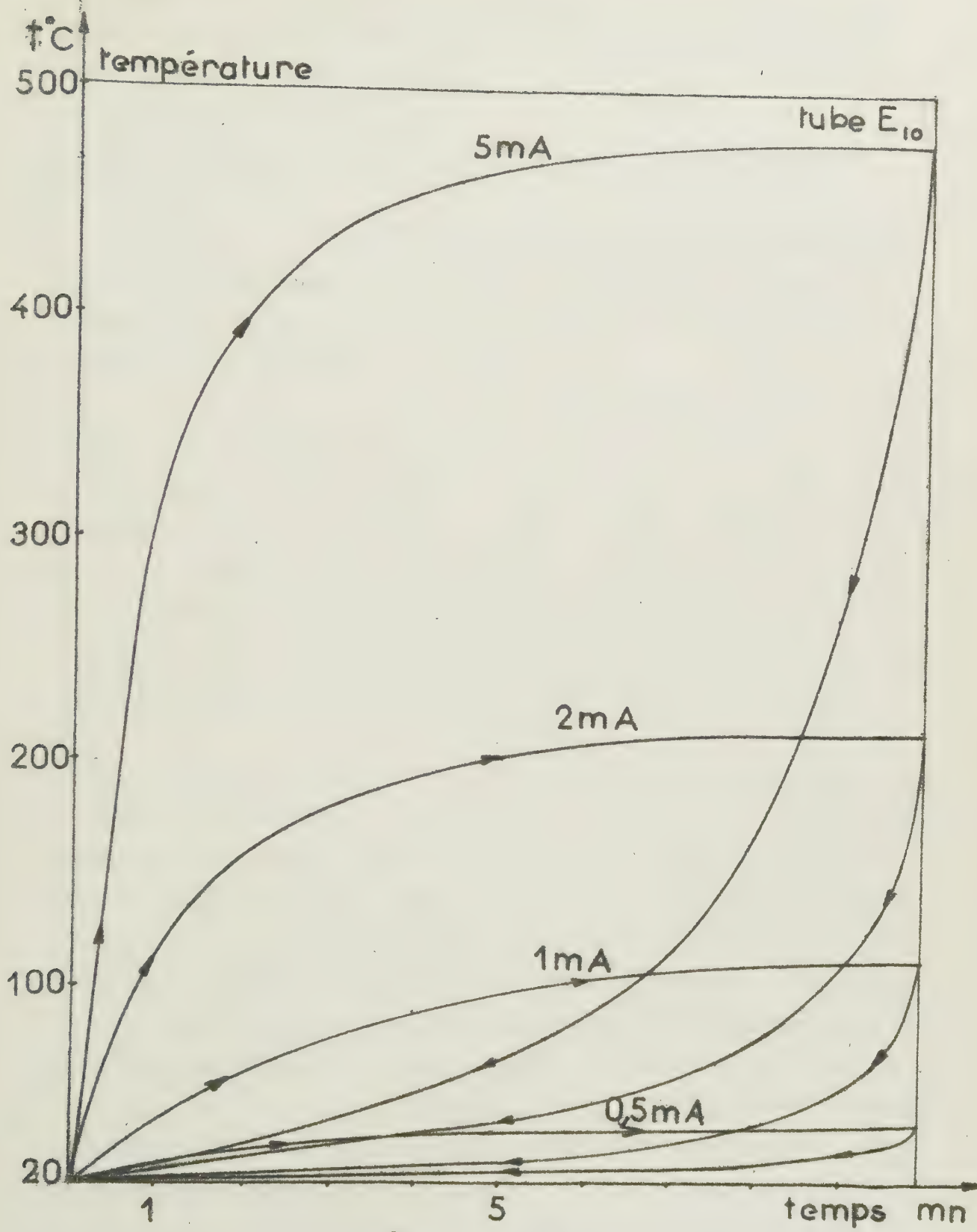


FIGURE 7

Soulignons que lorsqu'on atteint des températures de 400 à 500°C on observe une diminution nette de l'émission au cours de la période de stabilisation.

2 B- CHAUFFAGE DE LA CATHODE PAR UN FILAMENT INTERNE

Nous venons de voir qu'à un débit électronique donné correspondait une certaine température d'équilibre. Le chauffage de la cathode par un filament interne au manchon permet de déplacer cette température d'équilibre.

Nous avons d'abord vérifié qu'en portant la cathode à des températures voisines de celles correspondant au coude de désamorçage de la caractéristique courant-tension, on arrive à diminuer l'émission, qui devient instable, et même à la faire cesser. Le coude de la caractéristique, début de la partie (3), apparaît alors pour des densités de courant d'autant plus basses que le chauffage auxiliaire est plus important. Nous devons considérer qu'il se produit toujours à peu près à la même température et qu'il est dû à un phénomène thermique.

Cette technique de mesure, par apport de chaleur extérieur, nous a permis d'évaluer indirectement le potentiel de surface de la magnésie. Nous pouvons admettre que la puissance électrique nécessaire pour maintenir la cathode (manchon de nickel et magnésie) à une température donnée est la même, que ce soit par auto-chauffage ou par apport de chaleur auxiliaire. Les pertes par rayonnement ou par conduction sont les mêmes dans les deux cas, et, toutes relatives qu'elles soient, les mesures de température sont faites dans les mêmes conditions, une fois l'équilibre thermique obtenu.

Désignons par V_s la chute de tension dans la cathode, c'est-à-dire le potentiel de surface de la magnésie par rapport au manchon de nickel, et par V_i la chute de tension dans le vide inter-électrode. La chute de tension totale entre le manchon et la grille

collectrice sera :
$$V = V_i + V_s \quad (2)$$

Si l'on admet que l'auto-chauffage est dû uniquement à un effet Joule dans le film d'oxyde de nickel et dans la magnésie, la puissance dépensée sera égale à :

$$P_s = V_s I$$

I désignant la densité du courant émis à la température $t^\circ\text{C}$.

Pour maintenir la cathode à cette température par chauffage auxiliaire il faut fournir une puissance :

$$P_c = V_c I_c$$

et l'on doit avoir :
$$P_c = P_s$$

c'est-à-dire :
$$V_s I = V_c I_c$$

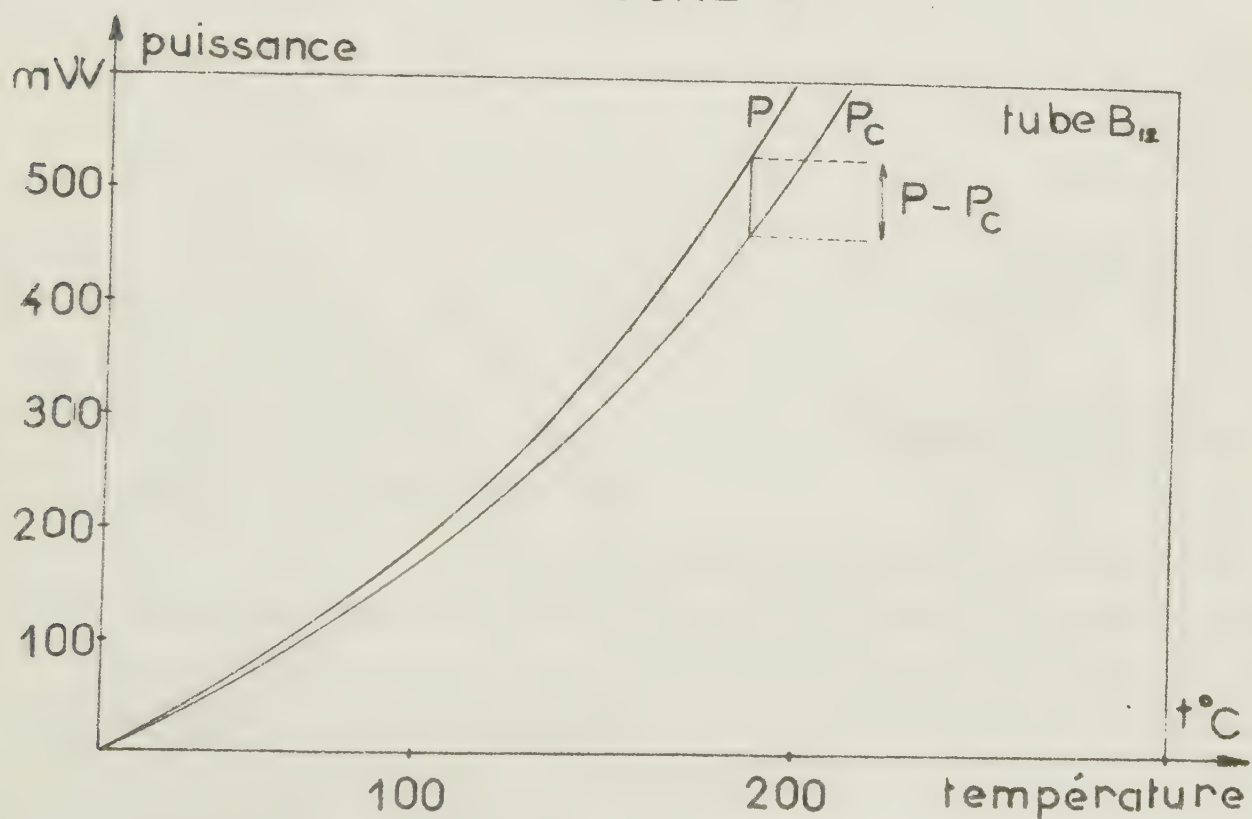
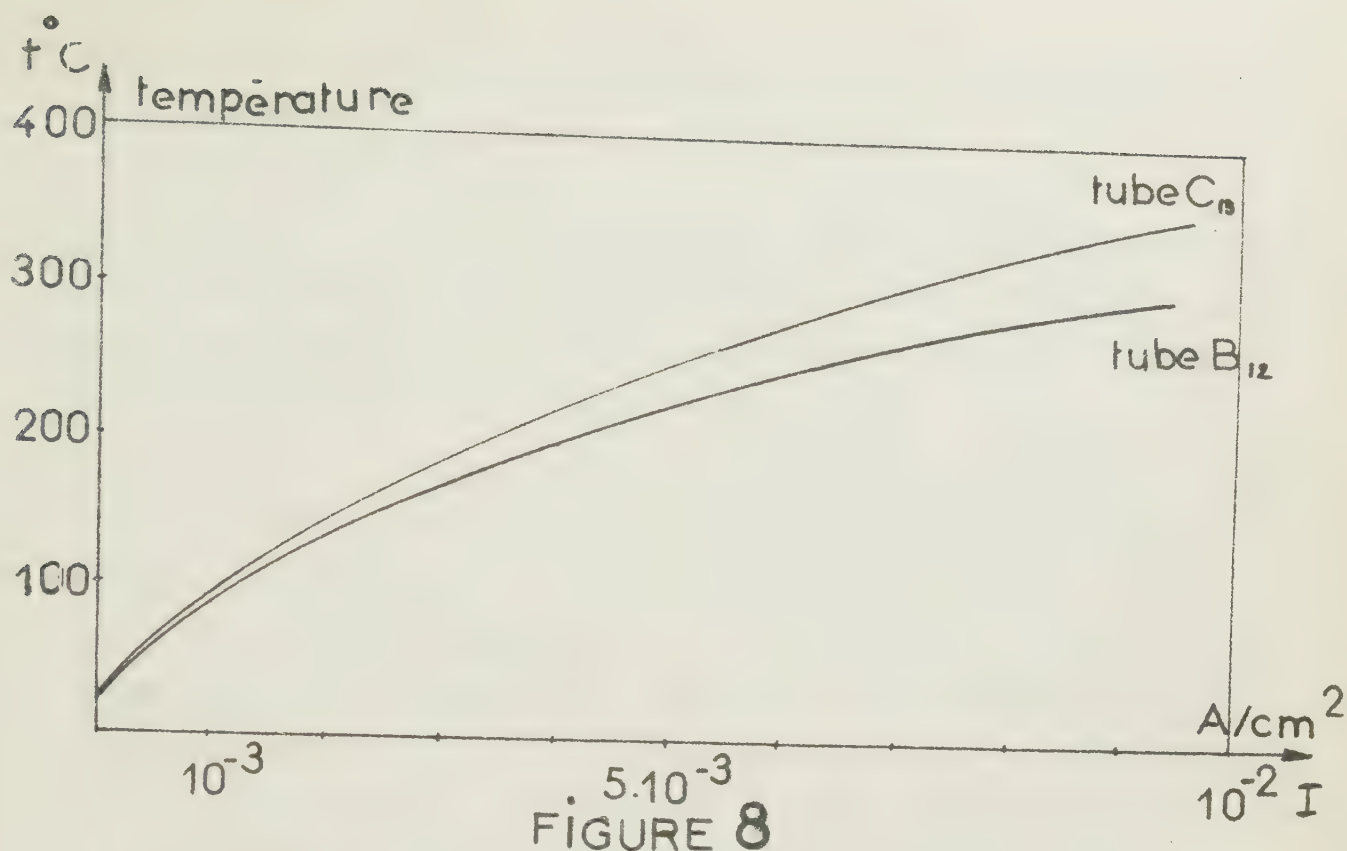
ou
$$V_s = \frac{V_c I_c}{I} = \frac{P_c}{I} \quad \text{à } t^\circ\text{C}$$

La puissance totale P aux bornes du tube, déduite de la caractéristique statique courant-tension, ainsi que la puissance P_c ont été représentées en fonction de la température dans le diagramme de la figure 9. Nous pouvons en déduire la valeur de la chute de tension dans le vide inter-électrode V_i :

$$V_i = V - V_s = \frac{P}{I} - \frac{P_c}{I} = \frac{P - P_c}{I} \quad (3)$$

Cette chute de tension sera donc déduite directement des courbes expérimentales. Par exemple pour $I = 1 \text{ mA/cm}^2$ on trouve V_i voisin de 25 volts. Nous constatons que la majeure partie de la chute de tension aux bornes du tube se fait dans la cathode.

Cette méthode n'est pas précise, surtout à bas débit, car les erreurs commises sur les mesures des faibles puissances sont plus importantes que celles qui affectent la mesure des faibles courants ; cependant l'indication qu'elle nous fournit est importante pour la compréhension du mécanisme de l'émission auto-entretenu. Nous reviendrons sur cette question dans le paragraphe relatif à l'étude d'une cathode contenant une sonde métallique.



2 C INFLUENCE D'UN CHAUFFAGE AUXILIAIRE SUR LA DENSITE DE COURANT EMIS.

Nous avons étudié cette influence pour des élévations de température importantes; il convient de voir ce qui se passe pour des échauffements plus modérés, avec des densités de courant inférieures à celles du coude de la caractéristique du type (A).

Après avoir laissé l'émission de la cathode évoluer jusqu'à un équilibre en courant et en température, on porte brusquement celle-ci à une température légèrement supérieure, on observe que le courant I a tendance à augmenter et la tension V à diminuer. Cette évolution n'est pas instantanée et le courant tend asymptotiquement vers une nouvelle valeur d'équilibre $I + i$ suivant la courbe (a) de la figure 10. Le taux d'accroissement $\frac{i}{I}$ diminue d'ailleurs quand I croît; ceci est en accord avec les résultats obtenus par JOHANNES, RAMANATHAN et CHOLET (6). Un délai de cinq minutes est suffisant dans tous les cas pour atteindre un état d'équilibre. Nous reviendrons sur ce point, en analysant la réponse en courant du tube à l'application d'un échelon de tension.

Si l'apport de chaleur est plus important le courant croît d'abord, puis décroît jusqu'à une valeur inférieure à la valeur initiale (courbe (b) de la figure 10).

La figure 11 représente l'évolution des caractéristiques courant-tension pour de faibles apports de chaleur.

Pour analyser ce phénomène il est intéressant d'étudier pour un courant émis constant, l'évolution de la tension externe supplémentaire qu'il faut appliquer lorsque la température augmente. Sur la figure 12 nous avons représenté cette variation v de la tension V aux bornes du tube en fonction des accroissements Δt de la température à partir de l'état d'équilibre.

On constate qu'un faible échauffement produit généralement une diminution de V ; cette diminution est plus ou moins marquée suivant les tubes et semble être plus importante pour ceux qui présentent une caractéristique du type (B) ou (C).

Un échauffement plus important provoque une augmentation de V . Pour des densités de courant relativement élevées (de 10^{-4} à 10^{-3} A/cm²) elle est très rapide et reste du même ordre de grandeur pour les différents débits, s'ils sont inférieurs à $5 \cdot 10^{-3}$ A/cm² (l'auto-chauffage n'est pas encore considérable).

Nous avons tracé sur la figure 13 un réseau de caractéristiques déduit des résultats précédents, tel que pour chacune des courbes Δt est constant. Nous constatons qu'un échauffement plus important conduit à une translation dans l'autre sens, qui est sensiblement parallèle à l'axe des tensions.

2 D- INFLUENCE D'UN REFROIDISSEMENT.

Certains de nos tubes expérimentaux ont été étudiés en les plongeant dans de l'azote liquide. La courbe (a) de la figure 14, relative à un de ces tubes, montre le déplacement de la caractéristique obtenu dans ces conditions et sans apport de chaleur par le filament. Ce déplacement correspond à une augmentation de la tension. Ce résultat est à rapprocher de celui que l'on a obtenu avec un apport relativement faible de chaleur à partir de la température ambiante (courbes (b) de la figure 14). Il nous conduit à admettre que pour une densité de courant donnée et pour un certain état de la cathode, il existe une température pour laquelle la tension aux bornes du tube est minimale, conformément aux courbes de la figure 15; ceci est en accord avec l'étude parallèle menée par JOHANNES RAMANATHAN et CHOLET (6).

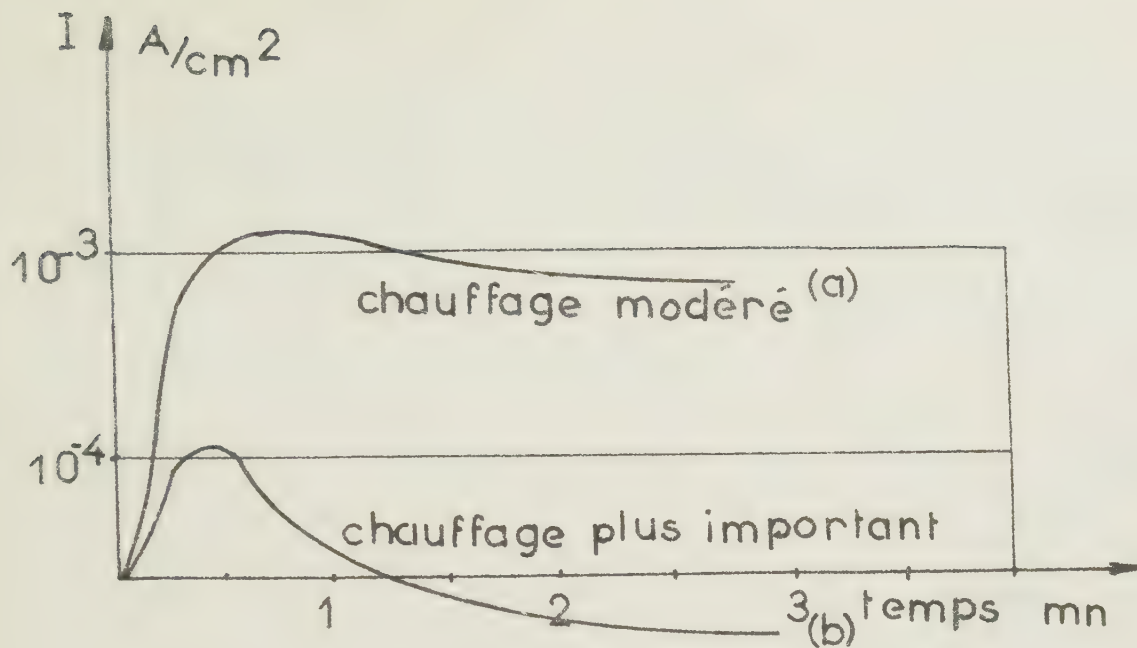


FIGURE 10

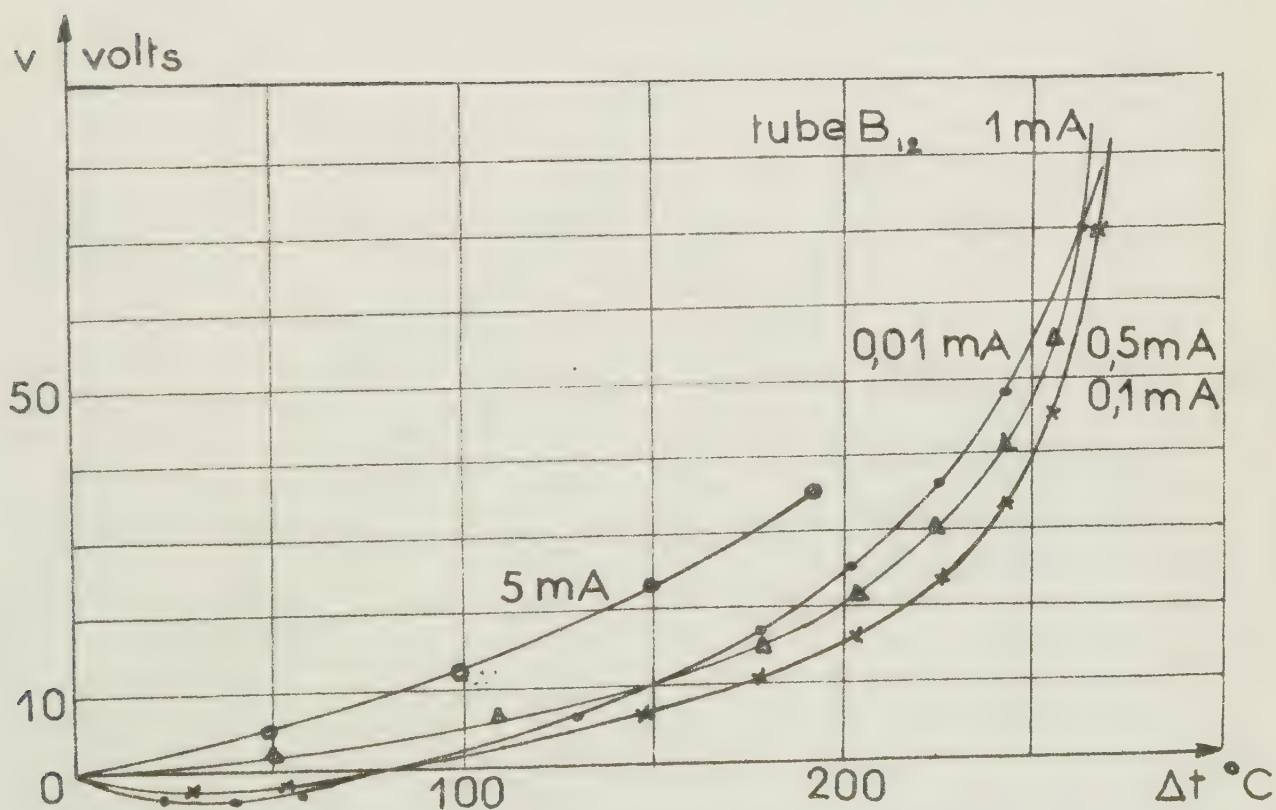


FIGURE 12

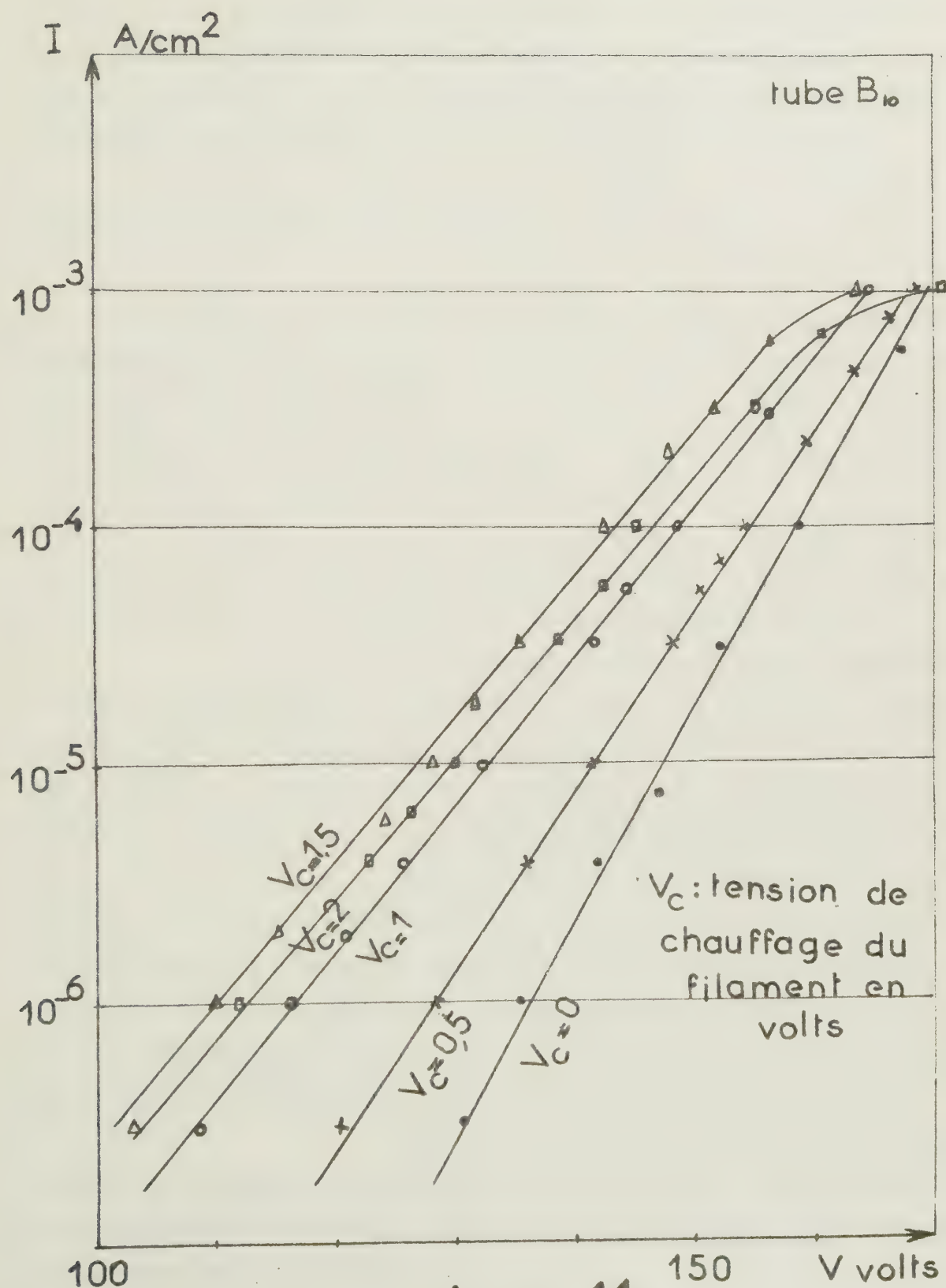


FIGURE 11

Certaines cathodes ont présenté par refroidissement dans l'azote liquide une augmentation de courant. Ce résultat est explicable à l'aide de l'interprétation selon laquelle le coude supérieur des caractéristiques est dû à un échauffement excessif de la cathode. Il doit donc être possible d'obtenir des densités de courant maximales plus importantes en refroidissant énergiquement la cathode.

2 E- CARACTERISTIQUES ISOTHERMES

Elles peuvent se déduire de l'étude précédente. En effet chaque point de fonctionnement statique correspond à une certaine température d'auto-chauffage et le réseau de caractéristiques de la figure 13 correspond à un décalage artificiel des températures par apport de chaleur auxiliaire ; il suffit alors de joindre les points isothermes.

Ces caractéristiques isothermes peuvent d'ailleurs être tracées directement en rajustant pour chaque valeur du courant, l'apport de chaleur du filament, interne à la cathode de manière à conserver la même température.

Ces deux méthodes équivalentes conduisent à l'allure indiquée figure 16. On constate alors que la partie des trois types de caractéristiques située en-dessous d'une densité de courant de l'ordre de quelques 10^{-5} A/cm² peut être considérée comme sensiblement isotherme, et qu'elle présente un caractère exponentiel nettement marqué.

Pour des densités de courant allant de quelques 10^{-5} A/cm² à quelques 10^{-3} A/cm², c'est-à-dire dans le domaine où la caractéristique normale peut présenter une pente négative et où l'auto-chauffage n'est plus négligeable, on doit considérer qu'un faible apport de chaleur est bénéfique, en ce sens que la tension aux bornes du tube s'abaisse, du fait de l'échauffement, pour un courant donné.

Cependant le seul effet de la température ne permet pas d'expliquer la résistance négative que l'on retrouve aussi dans la caractéristique isotherme, il convient d'en rechercher la cause dans le mécanisme même de l'émission.

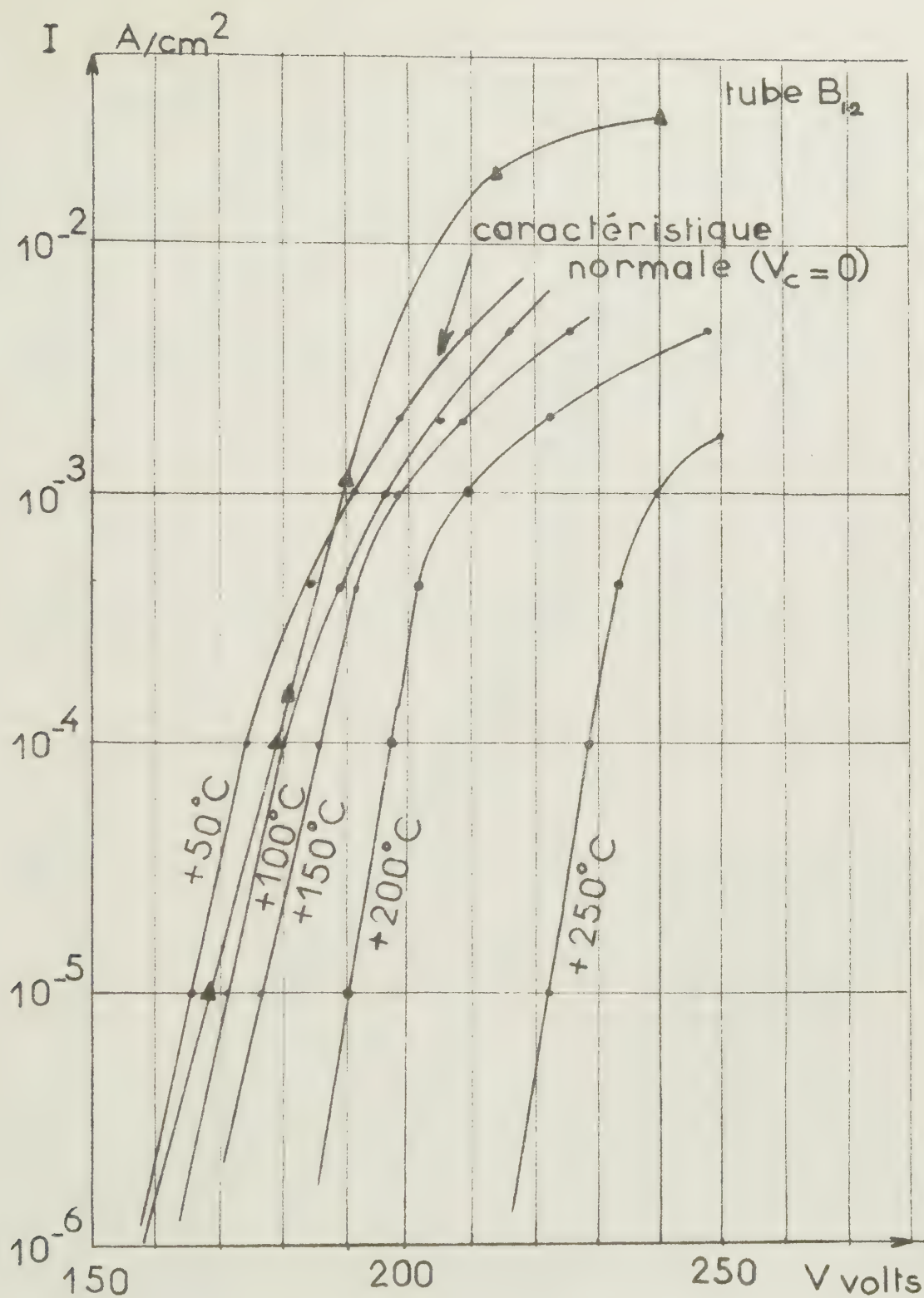


FIGURE 13

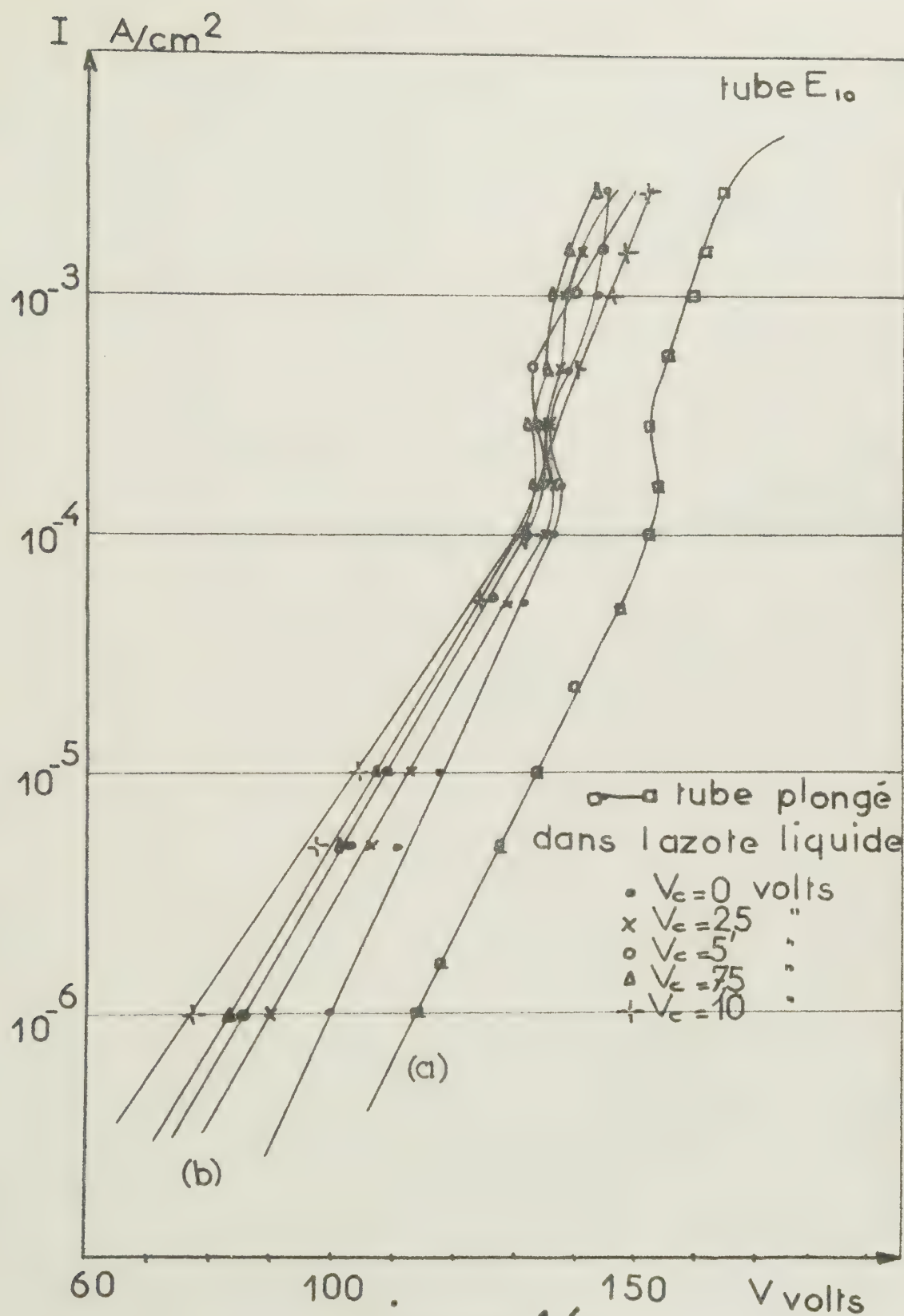


FIGURE 14

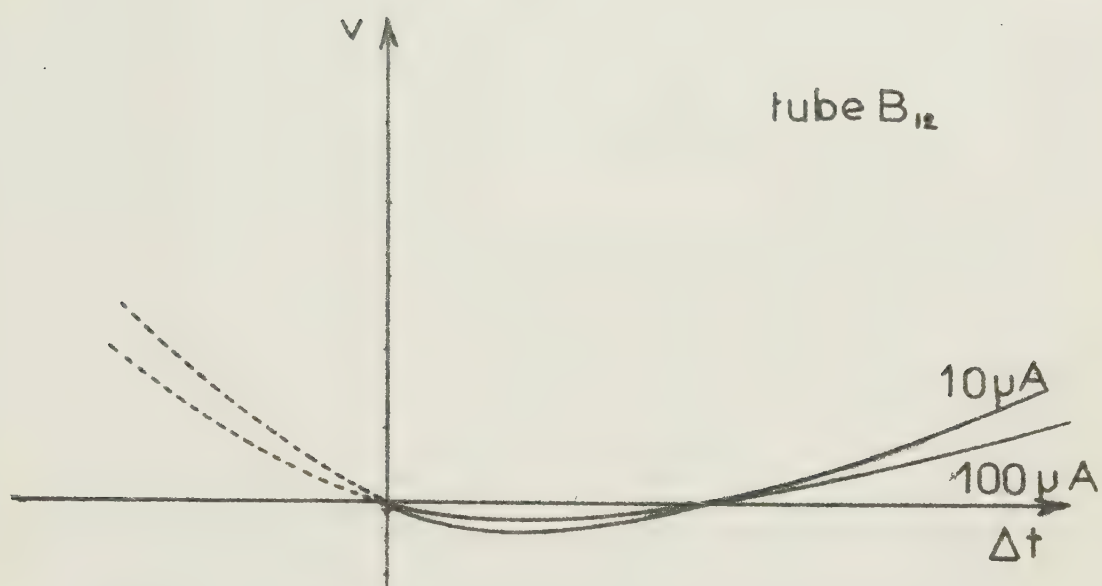


FIGURE 15

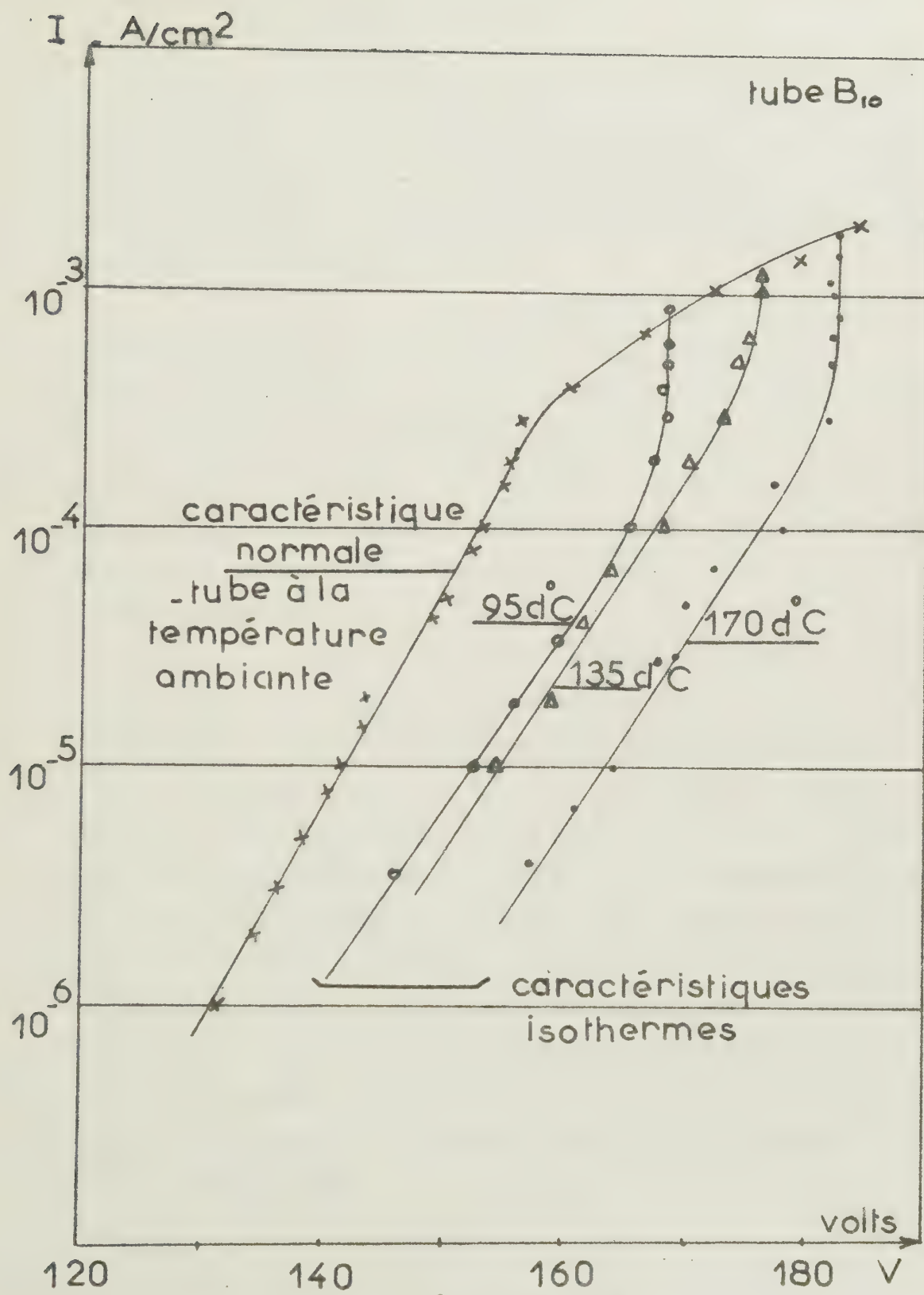


FIGURE 16

2 F - REPRODUCTIBILITE DE LA CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION. ACTIVATION ET VIEILLISSEMENT

Nous avons vu que la densité de courant émise par une cathode est influencée par la température. Elle dépend aussi de l'état de polarisation de la couche de magnésie, qui est fonction des conditions antérieures d'émission ; des phénomènes d'activation et de vieillissement peuvent intervenir.

Il y a lieu de considérer deux types de modification des caractéristiques obtenues ; l'une reversible, que l'on peut attribuer à une modification de la polarisation superficielle, l'autre irréversible due à une modification de structure de la cathode. Cette dernière se rencontre surtout après un fonctionnement prolongé à haut débit, dans la région du coude de désamorçage. Elle est due à un claquage partiel du film d'oxyde de nickel et à l'arrachement de grains de magnésie.

Le premier type de modification se différencie du précédent, il se présente dans des conditions où celui-ci n'est pas en cause. Il se rencontre même avec des cathodes très stables et dont le bruit de fond est faible. Lorsque la caractéristique est décrite point par point, à courant croissant puis à courant décroissant, sans que l'émission cesse, nous observons un décalage de la caractéristique vers les grandes valeurs de la tension ; celui-ci est d'autant moins marqué que le courant maximum atteint est plus faible (figure 17). Cette sorte de désactivation doit être rapprochée du déclin de l'émission au cours du temps et pourrait être attribuée à la modification de l'état de charge superficiel. Il nous a été en effet possible d'obtenir la reproductibilité en procédant à une nouvelle polarisation par action du starter, aussi bien au cours de l'émission qu'après désamorçage.

Une bonne reproductibilité est donc possible si la zone de fonctionnement statique ne se situe pas au-delà de 10^{-4} à 10^{-3} A/cm², ce qui correspond d'ailleurs à une caractéristique sensiblement isotherme.

Dans ces conditions la caractéristique instantanée devrait être peu différente de la caractéristique statique ; mais comme nous le verrons plus loin, l'émission présente une certaine inertie à une brusque variation de tension.

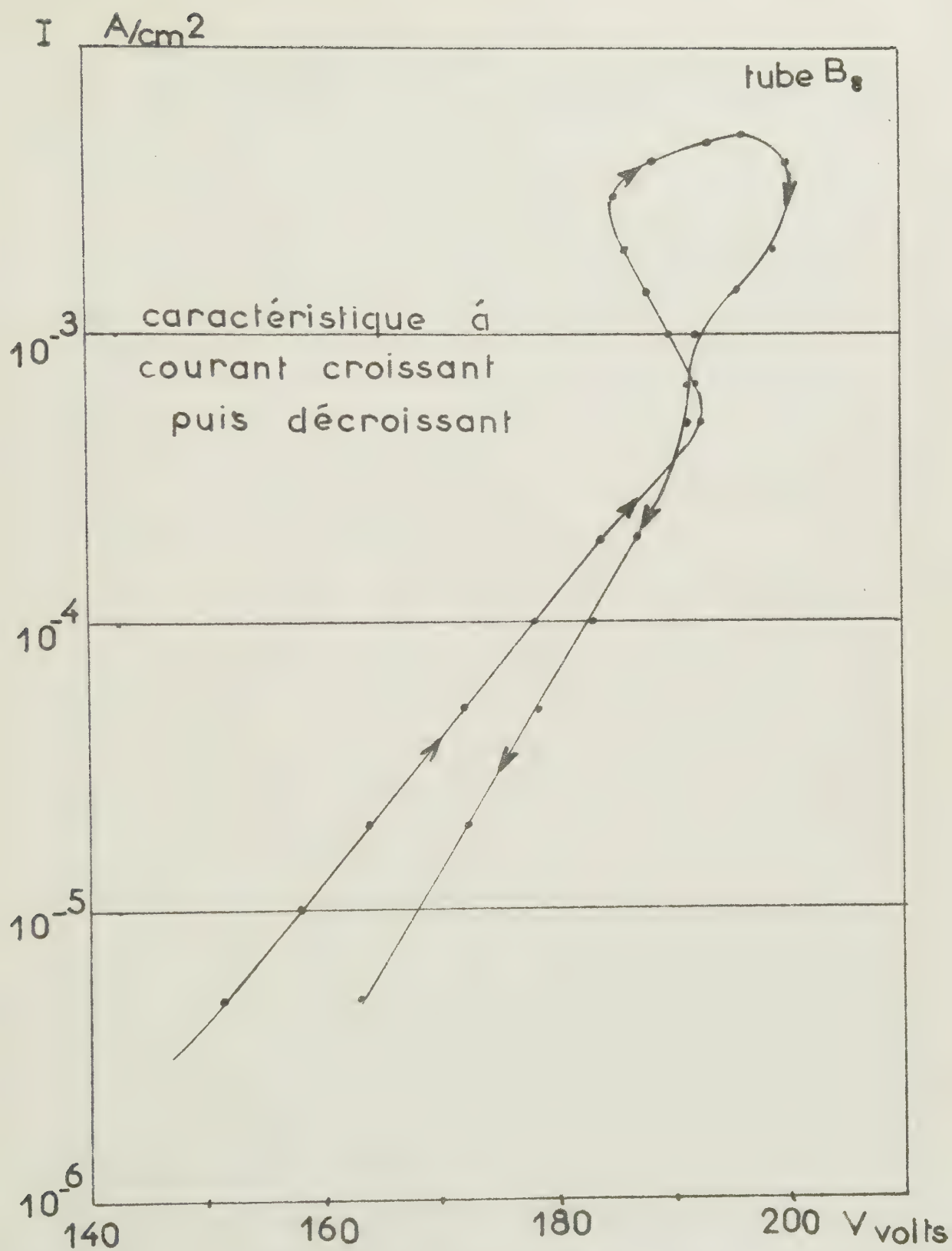


FIGURE 17

3 - DETERMINATION DU POTENTIEL DE SURFACE DE LA CATHODE A L'AIDE D'UNE SONDE METALLIQUE

Dans le but d'étudier le potentiel de surface de la cathode, nous avons réalisé un tube spécial. La grille qui joue le rôle de collecteur dans les tubes normaux est cette fois-ci noyée dans le revêtement de magnésie et sert ainsi de sonde. Cette sonde affleure la surface du dépôt, qui a alors une épaisseur de 350 microns. Une deuxième grille joue le rôle de collecteur vis-à-vis de cette cathode composite, qui peut être amorcée comme les cathodes normales; la structure d'un tel tube est représentée à la figure 3.

Le potentiel flottant V_s de la sonde est pris par rapport au manchon de nickel et est mesuré à l'aide d'un voltmètre de très grande impédance (1700 megohms). Ce potentiel est très instable; cependant nos mesures montrent qu'il représente une fraction importante de la chute de tension totale dans le tube et qu'il varie sensiblement comme celle-ci pour des densités de courant allant jusqu'à 10^{-4} A/cm². Au-delà il présente une pseudo-stabilisation, qui peut être en liaison avec l'effet de caractéristique négative.

La chute de tension dans le vide interélectrode apparaît ici plus importante que celle qui nous a été donnée indirectement par l'étude en fonction de la température, (70 volts contre 25 volts); il est à remarquer que le dépôt de magnésie est ici plus épais et que la distance interélectrode est plus grande; elle est de 0,55 mm contre 0,35 mm précédemment. Ces résultats sont en assez bon accord avec ceux obtenus par SKELETT, FIRTH et MAYER (7) à l'aide d'un tube cathodique. Ils montrent que le potentiel de surface de la magnésie vis-à-vis du manchon de nickel est une fraction très importante du potentiel total et que par conséquent il existe un champ électrique très intense dans la cathode.

Indiquons que le vide interélectrode n'est pas nécessaire à l'obtention d'une émission auto-entretenu. Pour le montrer nous avons utilisé un tube dont le revêtement cathodique recouvrait les deux grilles précédentes entre lesquelles l'émission a pu être amorcée à l'aide du starter habituel. On obtient également la lumière bleutée caractéristique et l'émission, qui présente toujours un caractère exponentiel, a pu être amorcée à partir de l'une quelconque des trois électrodes en contact avec la magnésie, c'est-à-dire aussi bien à partir du manchon de nickel (très pur et légèrement activé au silicium), que des deux grilles en nickel doré. La courbe (a) de la figure I8 représente la caractéristique courant-tension de l'émission obtenue entre le manchon et la grille g_1 , la grille g_2 étant en l'air.

La courbe (b) représente la caractéristique courant-tension de l'émission obtenue entre la grille g_1 , prise comme cathode et la grille g_2 , le manchon de nickel étant en l'air.

Il nous a même été possible d'observer le partage de l'émission entre le manchon et la première grille g_1 et son déplacement de la grille g_1 à l'autre grille g_2 par application d'une tension réglable entre le manchon et g_1 (g_2 étant toujours collectrice).

Cette expérience tend à prouver que la nature du support du dépôt de magnésie, à partir duquel se fait l'émission, n'est pas un élément prépondérant et que d'autres matériaux sont susceptibles d'être utilisés. Elle montre en outre, que cette émission auto-entretenu ou plutôt, dans ce cas, cette conduction non ohmique, se rapproche d'un phénomène d'avalanche dans un diélectrique, en l'occurrence le film d'oxyde de nickel, sous l'influence d'un champ électrique intense. Ce champ est obtenu et maintenu grâce à la propriété de la magnésie de conserver une certaine polarisation. L'émission dans le vide apparaît alors comme un phénomène secondaire.

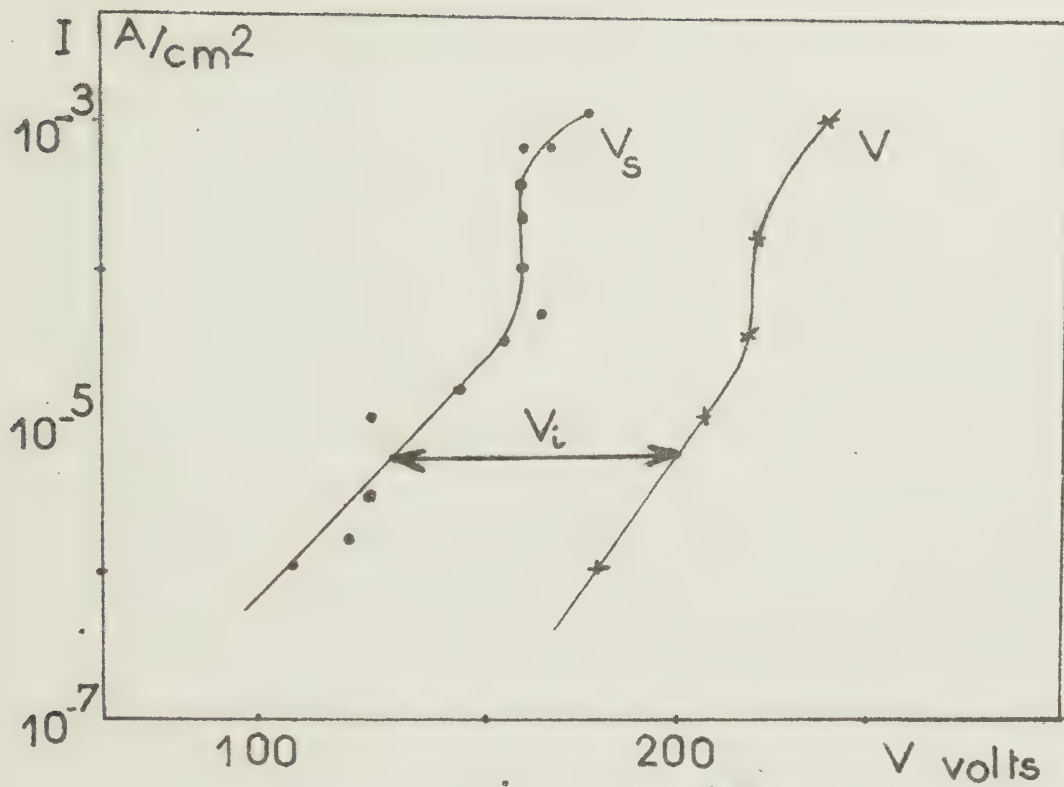


FIGURE 18

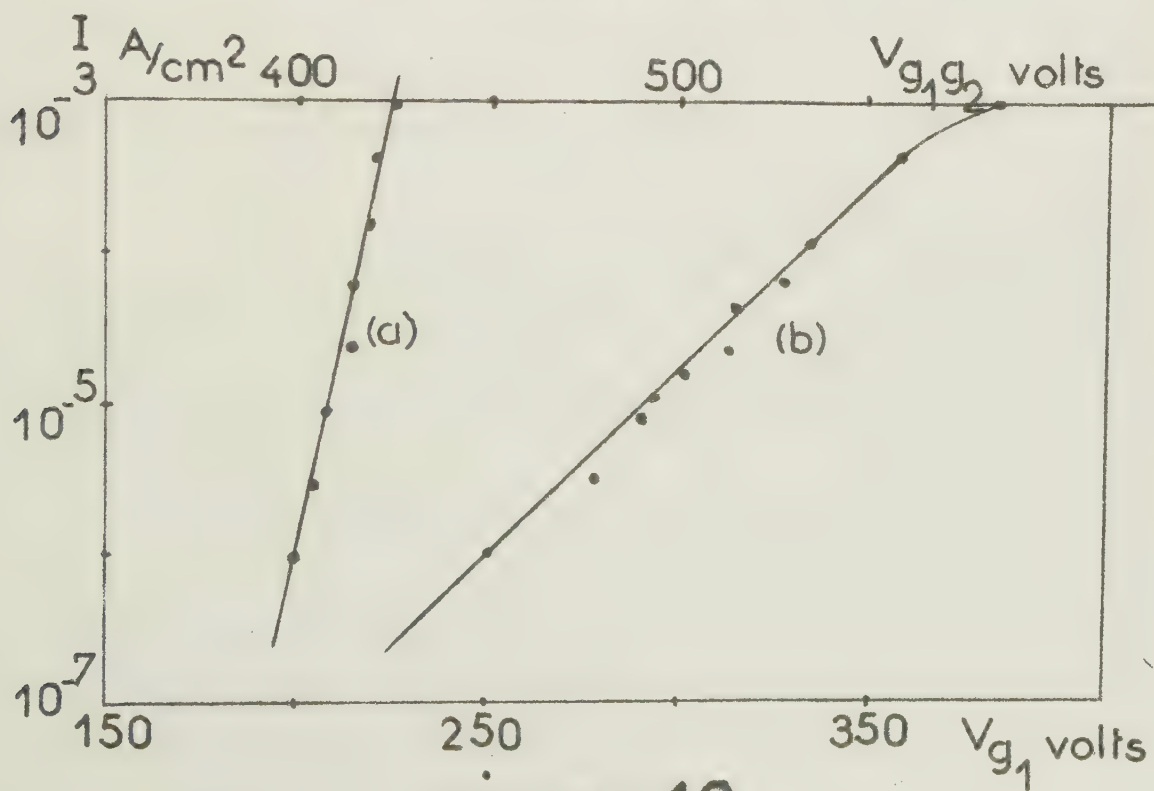


FIGURE 19

4 - ETUDE DE LA LUMINESCENCE DE LA MAGNESIE.

Nous avons déjà signalé que l'émission électronique auto-entretenu des cathodes à la magnésie était toujours accompagnée d'une lueur bleutée à la surface de celles-ci. Cette luminescence dont l'intensité est variable avec le débit électronique du tube, se présente "de visu" comme un fond continu bleu-violacé recouvrant la couche de magnésie, parsemé de points scintillants blanc-bleutés, dont le nombre et l'intensité varient d'un tube à l'autre.

Le fond continu paraît ne pas être un phénomène de surface; il semble prendre naissance plus profondément dans la couche. Sa mobilité, qui varie d'un tube à l'autre, est liée directement à la stabilité de l'émission électronique. Lors de l'amorçage cette lueur prend en général naissance sur une petite plage de la cathode avant de se propager à toute sa surface, corrélativement à la croissance de la densité de courant. La présence de la luminosité apparaît donc comme caractéristique d'une zone active de la cathode.

4 A - ETUDE AU PHOTOMULTIPLICATEUR

L'étude de la luminescence à l'aide d'un monochromateur et d'un photomultiplicateur montre que l'intensité du flux lumineux Φ , émis autour d'une longueur d'onde donnée, est proportionnelle à la densité du courant débité par le tube; ceci se traduit par la relation $\Phi = h I$ (4)

Φ est proportionnel au courant débité par le P.M. (figure 2J).

Il nous a été cependant difficile à l'aide de cet appareillage d'obtenir le spectre de la lumière émise. En effet la faible puissance lumineuse de nos cathodes ne nous a pas permis d'avoir, avec le photomultiplicateur utilisé, un rapport signal sur bruit suffisant. Aussi avons nous eu recours à la méthode optique, en employant un spectrographe à prisme et ensuite un spectrographe à réseau.

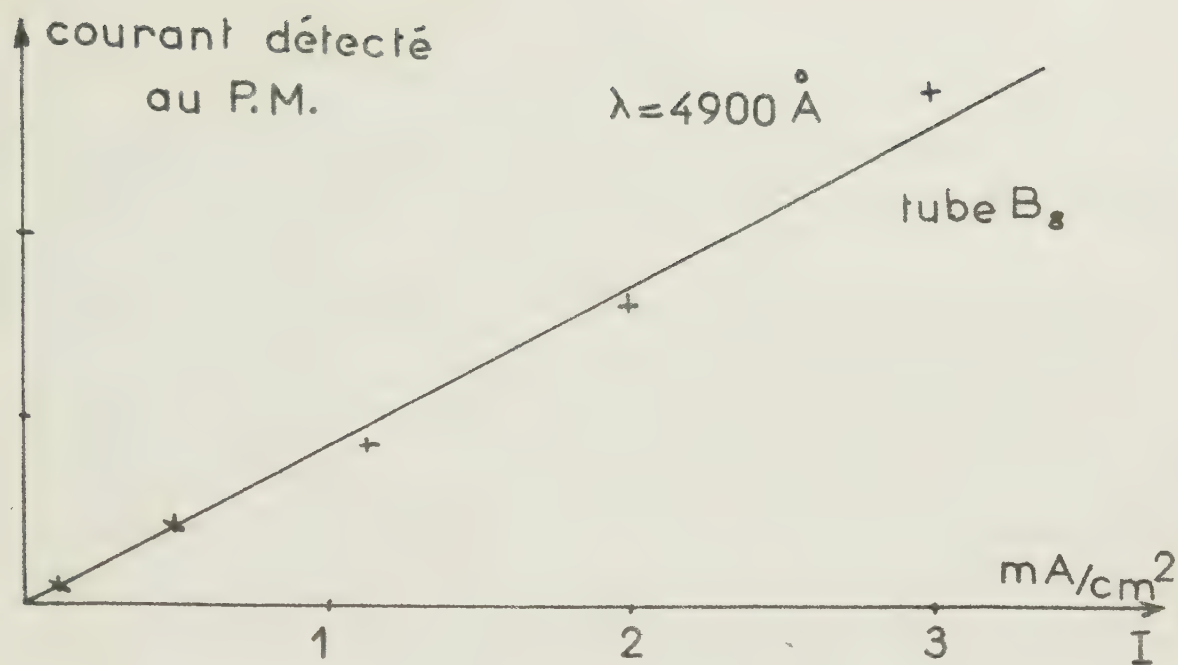


FIGURE 20

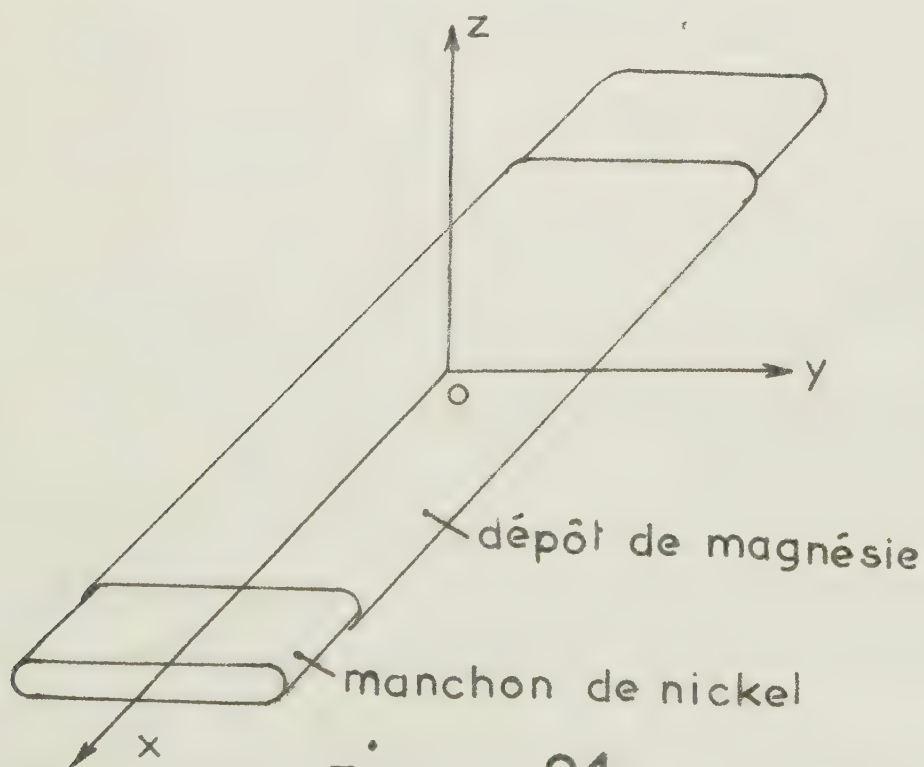


FIGURE 21

4B- ETUDE AU SPECTROGRAPHE

Cette étude comme la précédente est limitée à la gamme de longueur d'onde correspondant à la bande passante du verre au molybdène, constituant l'ampoule de nos tubes; celle-ci se situe entre 3500 et 7000 Å.

Le temps de pose nécessaire à l'obtention de bons clichés est assez variable avec la nature du film employé et aussi inversement proportionnel au courant débité par le tube, conformément à la loi ci-dessus.

Les clichés obtenus sont analysés au microphotomètre enregistreur; l'intensité de la lumière émise se traduisant en pourcentage de noircissement de l'émulsion par rapport au fond continu non impressionné.

Nous avons employé plusieurs sortes de films dont les courbes de sensibilité sont assez variables avec la gamme de longueur d'onde intéressée. Celles-ci ont été étudiées à l'aide d'une lampe à incandescence de température de couleur connue et présentant un spectre continu.

a- Etude au spectrographe à prisme

Cette étude a été menée à l'aide d'un spectrographe à double prismes peu dispersif et très lumineux (ouverture de la chambre F/2; dispersion moyenne 500 Å/mm)

Plusieurs types de plaques photographiques ont été utilisées: I03 AO et IIAO GUILLEMINOT SUPERFULGUR.

Les spectres obtenus présentent une série de maxima et de minima dans l'intervalle spectral 4000-6000 Å, notamment vers 4370 et 4620 Å (fig. 22). Ces résultats ont une certaine ressemblance avec ceux publiés par RAMANATHAN (8).

Mais en fait une étude plus approfondie montre que les extrema observés coïncident avec ceux de la courbe de sensibilité de l'émulsion photographique employée.

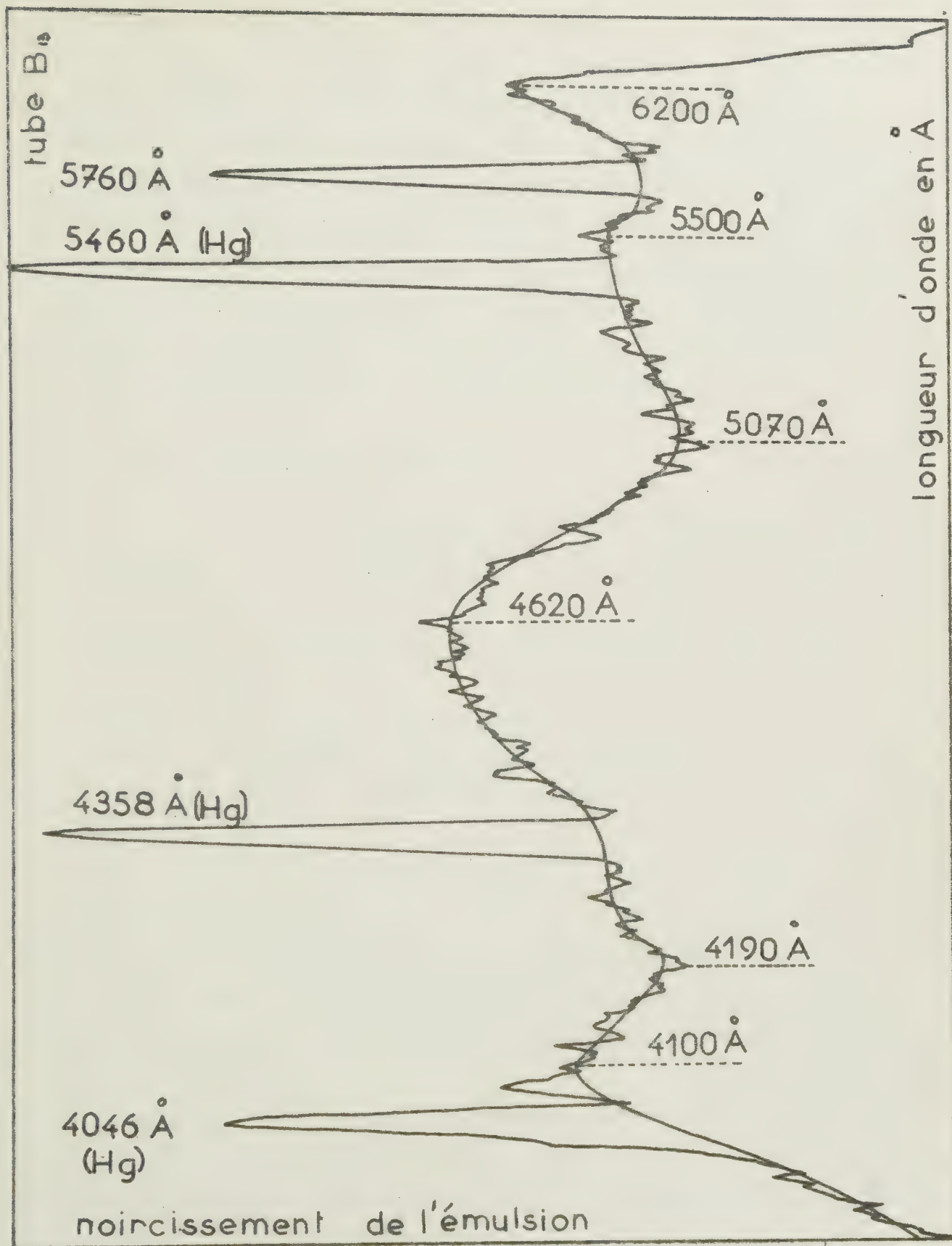


FIGURE 22

La mise en évidence d'accidents dans le spectre de la luminosité étudiée aurait nécessité une série de mesures spectrophotométriques très soignées, tenant compte de la sensibilité avec la longueur d'onde.

Mais il se trouve que dans le large intervalle spectral étudié, toutes les émulsions présentent une courbe de sensibilité très largement variable, aussi les corrections qu'elles entraînent auraient été d'une telle importance, qu'elles auraient enlevé toute signification au résultat obtenu. Il semble donc que la méthode par spectrographie ne soit pas à utiliser pour étudier la luminescence du tube et mettre en évidence les bandes observées par RAMANATHAN, si toutefois elles existent?

b- Etude au spectrographe à réseau

Néanmoins il nous a paru intéressant d'étudier plus en détail certaines zones du spectre dans la région où la sensibilité de l'émulsion ne varie pas beaucoup. Nous avons utilisé pour cela un spectrographe plus dispersif que le précédent dont les caractéristiques sont les suivantes:

- réseau 1203 traits/mm (120 x 120mm)
- chambre photographique genre optique de SCHMIDT
(miroir sphériques et lentilles de correction)
- ouverture F/1
- enregistrement sur film photographique
- dispersion 35 Å/mm

La dispersion du spectrographe est évidemment surabondante, La luminescence émise par le tube se manifeste, sur les clichés obtenus, par un spectre continu assez uniforme, partant de 3600 Å et se prolongeant au delà de 6000 Å.

Aucun maximum n'est visible sur les spectres obtenus au dessus de 4000 Å. Dans la région violette par contre on observe un maximum assez étroit présentant quelquefois l'aspect d'une raie.

L'enregistrement micro-photométrique de cet accident présente toujours la même apparence: un arête vers les courtes longueurs d'ondes et un

profil dégradé vers les grandes longueurs d'onde.

La position de ce maximum étroit, plus ou moins visible, ne change pas lorsqu'on modifie le débit d'un même tube; par contre elle est susceptible de varier d'un tube à l'autre. Des essais sur deux séries de tubes dont le revêtement cathodique a été fait avec des magnésies de provenances différentes ont donné les résultats suivants:

1ere série : magnésie Superoxol (20% MgO_2)

longueur d'onde de l'arête : 3830,8 Å (figure 23)

2eme série: magnésie Prolabo (15% MgO_2)

longueur d'onde de l'arête : 3924,7 Å (figures 24 et 24 bis)

Le déplacement du maximum observé est manifeste, puisque les longueurs d'onde sont mesurées avec une précision meilleure que l'angström.

Ce déplacement nous empêche, comme on serait tenté de le faire, d'attribuer l'accident observé à une impureté de la magnésie, qui se manifesterait par une bande d'émission dégradée vers le rouge. On observe d'ailleurs aucune coïncidence avec des longueurs d'onde connues, mise à part une bande de MgOH à 3834,8 Å.

Il est difficile d'interpréter les spectres obtenus et en particulier la pseudo-raie observée; cependant la luminescence bleutée recouvrant la cathode pendant son fonctionnement ne se présente pas uniquement en auto-émission. Elle a déjà été observée au cours d'expériences relatives à l'émission secondaire de la magnésie, sans qu'une émission auto-entretenu à partir du support métallique ait pu être obtenue.

Bien que des variations de couleur aient pu être notées, pour des cathodes en auto-émission avec des supports métalliques différents du nickel, nous pensons que le film d'oxyde de nickel n'est pas à l'origine de cette luminescence. Elle prendrait donc naissance dans la magnésie à cause des impacts électroniques sur les grains et serait plutôt une cathodo-fluorescence.

L'émission simultanée de points plus blancs peut être attribuée partiellement à une claquage de grains de magnésie par effet de champ, puisqu'on les observe au cours du réamorçage de la cathode sans le secours du starter. Il n'est cependant pas exclu qu'ils soient aussi produits par le bombardement de grains de magnésie voisins de la surface libre de celle-ci par des électrons très rapides issus de l'interface d'oxyde de nickel. Ceux-ci ont pu traverser le dépôt en cheminant dans ses pores sans subir de chocs inélastiques.

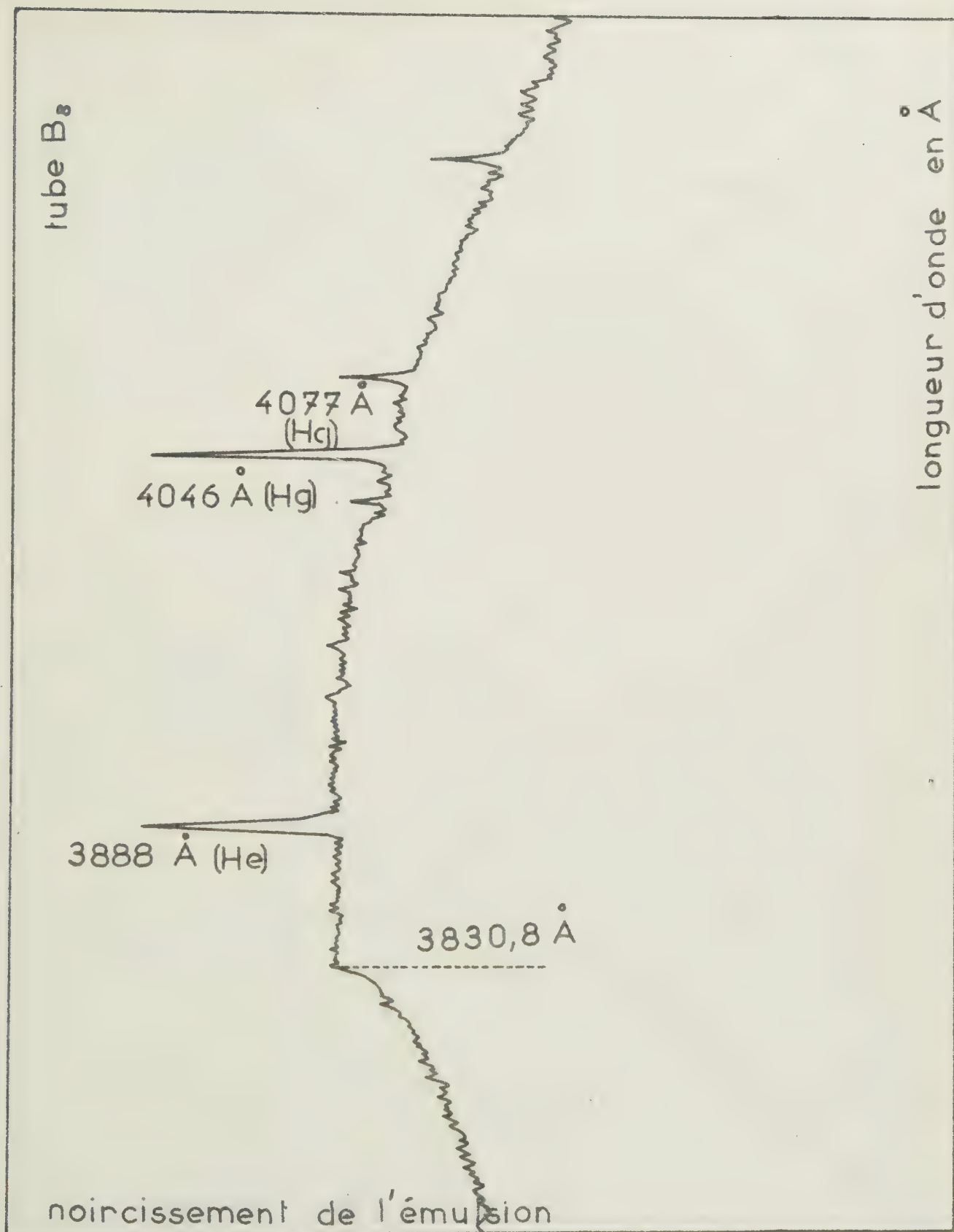


FIGURE 23

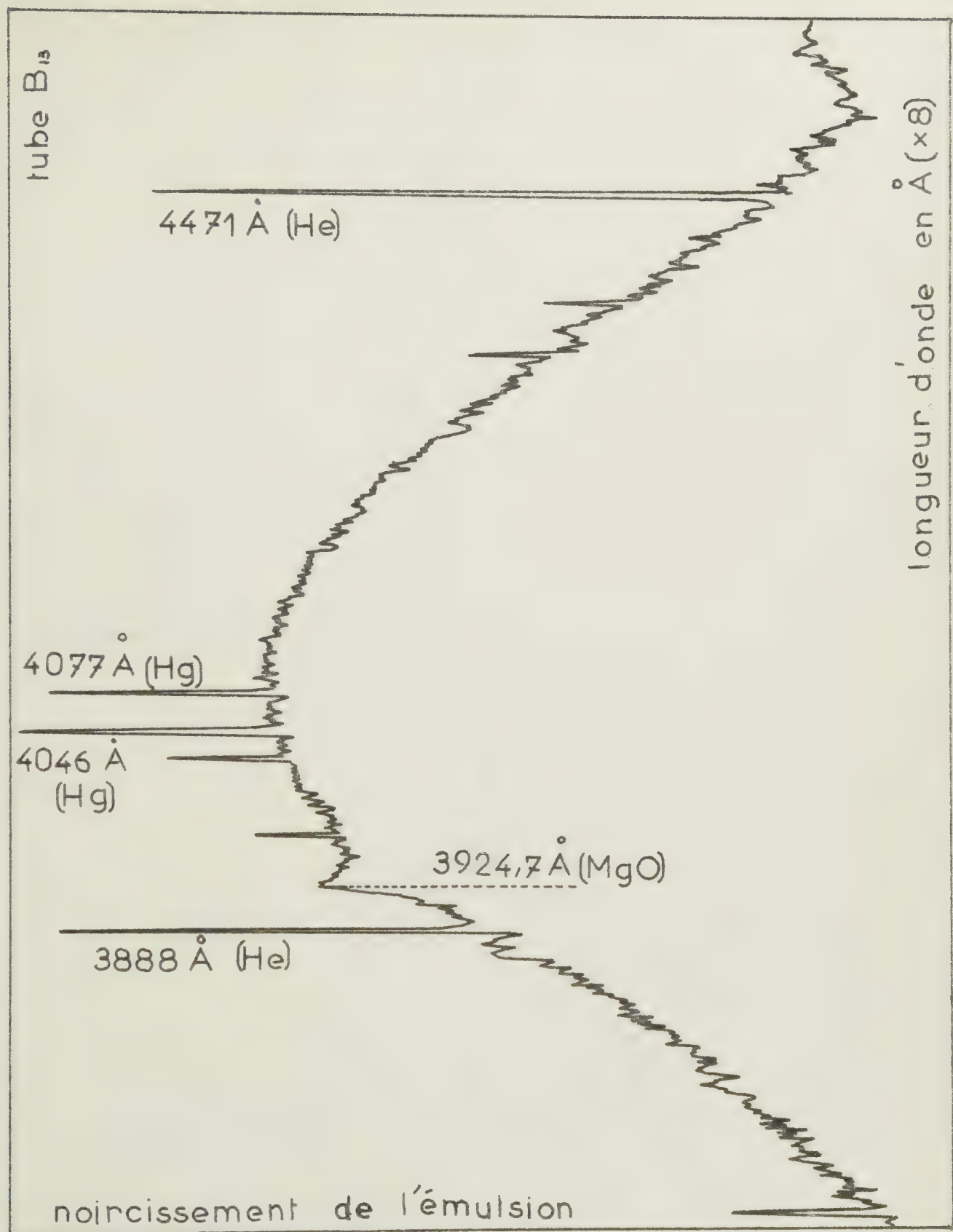


FIGURE 24

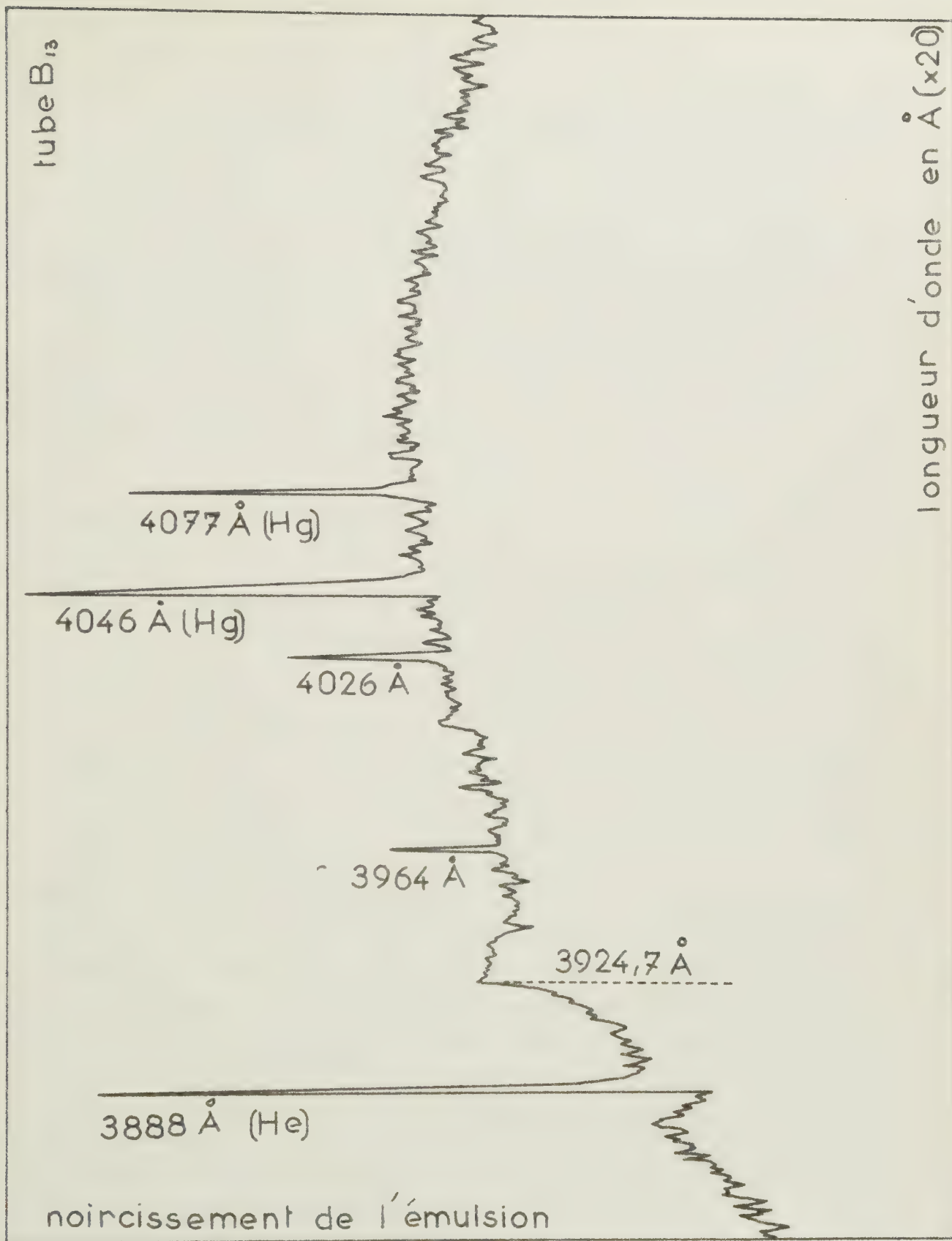


FIGURE 24 bis

5 - INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR L'EMISSION

Un champ magnétique a été appliqué en introduisant le tube dans un solénoïde susceptible de produire en son centre une induction maximale de 5.10^{-2} Tesla. L'observation de cette influence n'est que qualitative. Il est en effet difficile de connaître la distribution des lignes de force dans nos tubes car les infrastructures et les manchons sont en nickel, donc ferromagnétiques.

Cependant l'influence d'un tel champ est nettement marqué, aussi bien sur le débit du tube, qui varie et dont l'instabilité augmente, que sur la distribution de la lumière bleutée à la surface de la cathode, qui est radicalement modifiée.

Si l'induction est appliquée suivant Oz (figure 21) , on constate une augmentation sensible du courant avec apparition de petites taches sombres sur la cathode, uniformément bleue initialement. Cependant l'action de l'induction B sur les électrons émis par les deux faces de la cathode n'est pas la même: la vitesse des électrons en grandeur et en direction étant en moyenne parallèle ou antiparallèle à B, les variations observées proviennent de la superposition de deux effets.

Les directions Ox et Oy ne sont pas équivalentes. Suivant Oy on note une légère augmentation du courant et une plus grande mobilité de la lumière. Lorsque l'induction B est appliquée parallèlement à Ox, on observe sur la cathode une ou deux stries noires suivant cette direction et une diminution du courant émis. Le pourcentage de cette diminution est d'autant plus important que le courant est plus faible. Lorsque l'excitation du champ magnétique est coupée le courant reprend sa valeur initiale et la lumière bleutée se redistribue uniformément.

Puisque celle-ci est reconnue comme caractéristique d'une zone émissive de la cathode , l'évolution connexe

de l'émission et de la lueur est normale ; on est conduit à supposer que des électrons émis par la cathode reviennent sur celle-ci sous l'effet du champ magnétique . Le calcul du rayon R des trajectoires électroniques , fait en supposant les électrons homocinétiques et émis perpendiculairement à la cathode et en ne tenant pas compte du champ électrique interélectrode, donne:

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mU}{e}} \quad (5)$$

$\frac{e}{m}$ étant la charge spécifique de l'électron.

En prenant $B = 5,10^{-2}$ Tesla et en considérant que la majorité des électrons ont une énergie voisine de 12 électron-volts (SKELETT (7)), on trouve $R = 0,24\text{mm}$.

Cette distance est de l'ordre de grandeur de la distance cathode-grille . Il est donc plausible de supposer que le champ magnétique n'a pas d'effet sensible sur les électrons à l'intérieur de la cathode et que cette action se restreint aux électrons émis dans le vide .

Cette expérience tend donc à prouver que l'état de la zone superficielle de la magnésie joue un rôle primordial dans l'émission et que cette zone est largement influencée par l'impact des électrons revenant sur la cathode; ceux-ci peuvent alors se recombiner avec des trous et influencer le phénomène de multiplication par émission secondaire.

6 - ETUDE D'UN TUBE A STRUCTURE DE TRIODE

Il nous a paru intéressant d'adjoindre aux tubes diodes normaux une deuxième électrode, susceptible de contrôler l'émission et éventuellement de conférer au tube un rôle de triode amplificatrice.

Nous avons construit des tubes comportant deux grilles, à partir des mêmes éléments de tubes commerciaux 50 B5 (structure de la figure 3).Le circuit de polarisation statique des deux grilles est représenté sur la figure 25 .

Nous signalerons tout d'abord qu'il nous a été impossible d'amorcer l'émission auto-entretenu avec le starter habituel entre la cathode et la grille g_2 , la grille g_1 étant à un potentiel flottant. Ceci peut s'expliquer en considérant que la première grille g_1 a un coefficient d'écran très important vis-à-vis de la deuxième grille g_2 , comme nous le verrons plus loin. Le tube a donc été amorcé entre la cathode et la grille g_1 , comme dans les tubes diodes normaux.

Les deux grilles interagissent entre elles et le potentiel de chacune doit être rajusté pour tracer le réseau de caractéristiques courant-tension. En outre le courant détecté par la deuxième grille est plus instable que celui détecté par la première. La figure 26 représente les différentes caractéristiques courant-tension obtenues pour la grille g_1 : $I_1 = f(V_{g_1})$ pour différentes valeurs de la tension de la grille g_2 , V_{g_1} et V_{g_2} étant prises par rapport au manchon de nickel.

Nous remarquons que pour des valeurs croissantes de la tension V_{g_2} la caractéristique $I_1(V_{g_1})$ reste exponentielle et qu'elle se déplace vers les basses valeurs de la tension quand V_{g_2} croît. Ce déplacement se fait, en première approximation, parallèlement à

lui-même. Le coude supérieur des caractéristiques du type (A) est très marqué dans ce tube. Nous devons noter que quand V_{g_2} croît, le courant I_2 débité par la grille g_2 croît corrélativement et que le coude apparaît pour des courants I_1 de plus en plus faibles, la somme $I_1 + I_2$ restant constante. En outre dans le diagramme $I_1(V_{g_1})$, les coudes des différentes caractéristiques sont sensiblement alignés. Si nous considérons que le déplacement des caractéristiques est à peu près linéaire en fonction de V_{g_2} , nous obtenons la relation expérimentale qui lie les tensions V_{g_1} de coude à la tension de la grille g_2 :

$$aV_{g_1} + bV_{g_2} = \text{constante} \quad (6)$$

Les deux grilles contribuent à créer le champ électrique dans la cathode. Le coude se produisant pour un champ donné, nous devons considérer que la première grille a un coefficient d'écran vis-à-vis de la seconde qui s'exprime par $\frac{a}{b}$; expérimentalement nous trouvons $\frac{a}{b}$ voisin de 8.

Ce résultat montre que l'on peut effectivement contrôler l'émission à l'aide de la deuxième grille.

Contrairement aux triodes classiques, la première grille doit être à un potentiel suffisamment élevé pour maintenir l'émission; en outre les deux grilles débitent et le rapport des courants dépend de la grandeur relative des tensions.

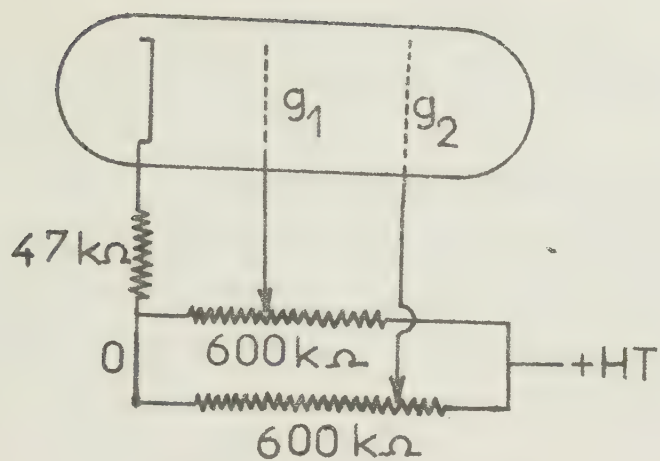


FIGURE 25

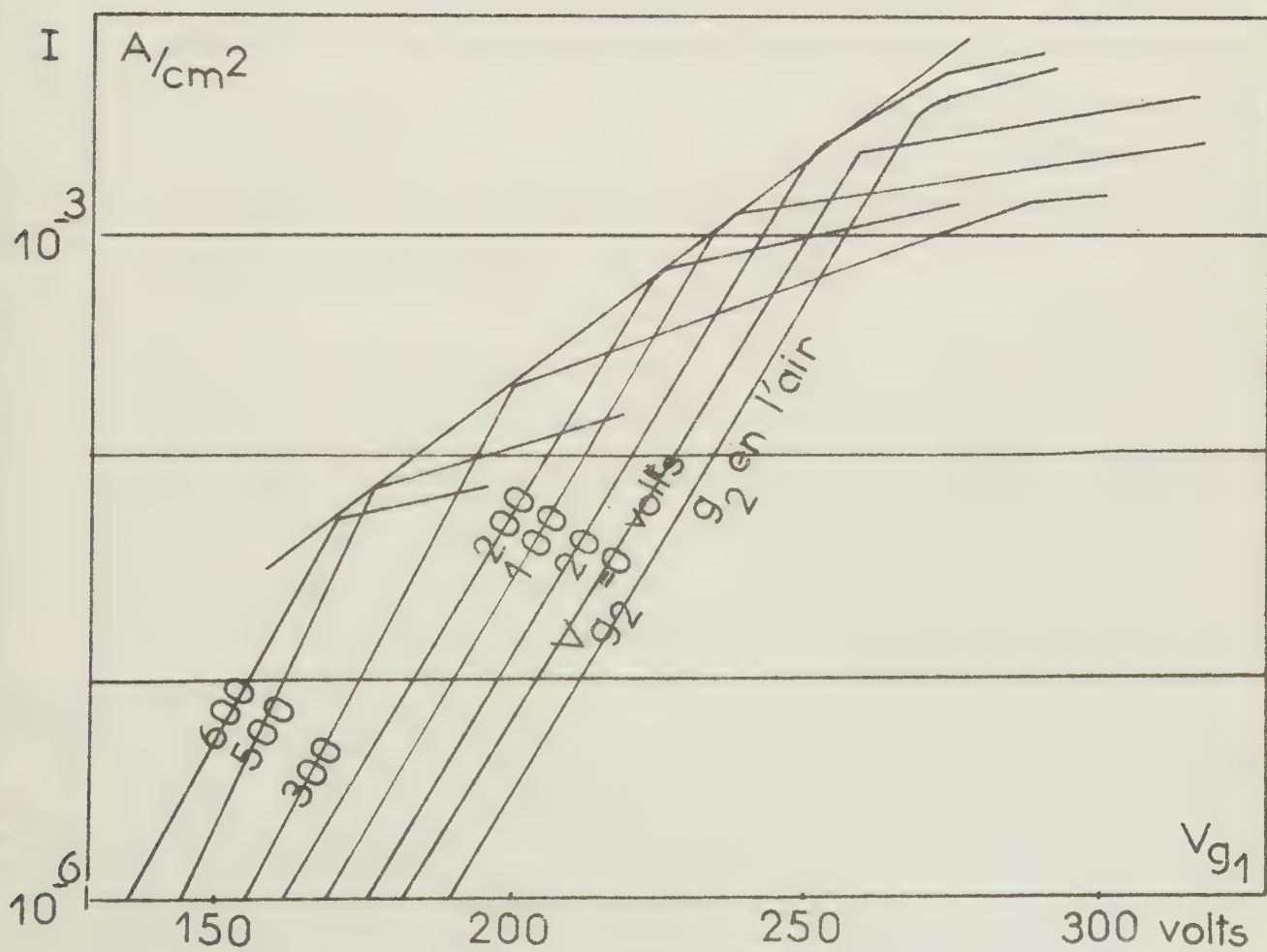


FIGURE 26

7 - INTERPRETATIONS

Nous nous inspirerons, pour une part, des conclusions déjà avancées par JOHANNES, RAMANATHAN et CHOLET (6) qui nous paraissent valables.

De l'étude expérimentale précédente il se dégage que la présence d'une pellicule interfaciale d'oxyde de nickel à la surface du support de la cathode doit être prise en considération dans la théorie de l'émission auto-entretenu. Le revêtement de magnésie pourrait ne servir qu'à maintenir un champ intense, nécessaire au passage d'électrons à travers cet interface.

Expérimentalement nous avons observé que les cathodes dont le manchon de nickel avait subi un traitement de préoxydation, conduisaient à des valeurs du coefficient a de la formule $I = I_0 \exp(aV)$, supérieures à celles obtenues avec les cathodes n'ayant pas subi ce traitement. Ceci confirmerait le rôle important de ce film d'oxyde de nickel. En outre, les cathodes préoxydées ont toutes présenté un effet de résistance négative (partie 2 des courbes de la figure 6), que l'on peut attribuer à un effet d'avalanche dans la couche d'oxyde.

Considérons en premier lieu le processus d'amorçage de l'émission auto-entretenu. Les électrons issus du starter créent à la surface de la magnésie des trous par émission secondaire. Ces trous tendent à se déplacer en direction de l'interface NiO-MgO sous l'action de la tension appliquée. Une fraction notable de la chute de tension se fait alors dans l'oxyde de nickel et va y créer un champ électrique intense, en raison de sa faible épaisseur (qui est de l'ordre de quelques milliers d'angströms).

La distribution de la chute de tension totale aux bornes du tube se traduit du point de vue des niveaux d'énergie par le modèle de la figure 27. Cette distribution sera maintenue ensuite par le mécanisme même du fonctionnement. La barrière de potentiel entre le nickel et l'oxyde de nickel peut être franchie par des électrons de la bande de conduction du nickel. Ces électrons sont émis dans la bande de conduction de l'isolant NiO, éventuel-

lement par effet tunnel. Ils y sont accélérés et sont ensuite injectés dans les pores de la magnésie, qui près de l'interface se comporte comme un semi-conducteur du type P. Ce sont essentiellement des électrons chauds qui entrent dans les pores ; la majeure partie d'entre eux subit des chocs inélastiques avec les grains de magnésie et se multiplie par émission secondaire. D'autres électrons subissent des chocs élastiques et sont directement émis dans le vide interélectrode. Ceci explique le large spectre d'énergie de tous les électrons émis dans le vide, obtenu par différents expérimentateurs, en particulier par SKELETT, FIRTH et MAYER (7).

7 A - DISTRIBUTION DE LA CHUTE DE TENSION AUX BORNES DU TUBE

En régime statique la chute de tension V aux bornes du tube est la somme de trois tensions :

V_{NiO} : dans le film d'oxyde de nickel

V_{MgO} : dans les pores de la magnésie

V_i : dans le vide interélectrode

On a :
$$V = V_{NiO} + V_{MgO} + V_i \quad (7)$$

V_{MgO} n'est certainement pas très importante car la magnésie est rendue très conductrice par effet d'émission secondaire. Nous pouvons en calculer un ordre de grandeur en faisant appel au temps de transit des trous dans le revêtement. Ce temps, comme on le verra dans l'étude dynamique, correspond au temps mort de réponse du courant électronique à l'application d'une brusque variation de tension : celle-ci n'est transmise à la couche de NiO que dans la mesure où les trous ont diffusé vers l'interface et ce n'est qu'alors, que se produit l'augmentation de l'émission.

Pour une densité de courant de $I = 1 \text{ mA/cm}^2$ on trouve un temps mort $t \approx 10^{-5}$ seconde.

En considérant une vitesse moyenne v on peut écrire la relation :

$$v = \mu E = \mu \frac{V_{MgO}}{e}$$

où e représente l'épaisseur du revêtement de magnésie et u la mobilité des trous.

Il vient :
$$V_{\text{MgO}} = \frac{Ve}{\mu}$$

Etant donné la structure extrêmement poreuse de nos cathodes (50 à 60 %) nous devons considérer que le trajet des trous est plus grand que l'épaisseur du revêtement car leur propagation se fait par les grains.

Si nous prenons : $e' = 2e$

nous obtenons
$$v = \frac{e'}{t} \quad \text{et} \quad V_{\text{MgO}} = \frac{2e^2}{\mu t} \quad (8)$$

En adoptant pour u la valeur généralement admise pour un monocristal de MgO , c'est-à-dire, $\mu = 2 \text{ cm}^2/\text{volt. sec.}$; on trouve $V_{\text{MgO}} = 5 \text{ volts}$.

Cette valeur n'est évidemment qu'un ordre de grandeur ; elle montre cependant que la chute de tension à travers la cathode se fait surtout dans l'oxyde de nickel. Si nous adoptons maintenant la valeur de la chute de tension dans le vide interélectrode, déduite des mesures en température nous avons : $V_i = 25 \text{ volts}$.

Pour le point de fonctionnement statique $I = 1 \text{ mA/cm}^2$

$$V = 160 \text{ volts}$$

nous en déduisons $V_{\text{NiO}} = V - V_i - V_{\text{MgO}} = 160 - 25 - 5 = 130 \text{ volts}$.

Le champ moyen dans le film d'oxyde de nickel d'épaisseur d est alors :

$$E_{\text{NiO}} = \frac{V_{\text{NiO}}}{d} \quad (9)$$

L'épaisseur d est difficilement contrôlable après la réoxydation sur pompes. Cependant pour les manchons de nickel préoxydés à l'air pendant 5 minutes à 600° , nous pouvons avoir un ordre de grandeur de cette épaisseur en appliquant la formule empirique de HOLM et GOLDBECK (9) qui donne $d = 5000 \text{ \AA}$, il vient $E_{\text{NiO}} = 2,5 \text{ volts/cm}$.

Ce champ très intense a l'ordre de grandeur requis pour extraire des électrons du manchon de nickel par "effet de champ". Cependant les densités de courant extraites sont très inférieures à celles qui sont habituellement observées avec ce processus d'émission. Ce résultat peut s'expliquer en admettant que toute la surface du film d'oxyde de nickel n'est pas active.

En outre nous devons tenir compte de la recombinaison des électrons circulant dans l'oxyde de nickel et de la charge d'espace développée au voisinage de l'interface, qui limitent certainement le courant émis.

7 B- PROCESSUS DE MULTIPLICATION ELECTRONIQUE

L'émission électronique auto-entretenu sous l'action d'un champ électrique très intense donne une caractéristique courant-tension à allure exponentielle pouvant présenter un effet de résistance négative. Ceci nous conduit à supposer que nous avons à faire à un phénomène de multiplication et d'avalanche électronique dans un diélectrique, où ce type de résultat est courant.

En admettant qu'un tel phénomène se produise dans l'oxyde de nickel, nous allons chercher en particulier à expliquer la pertie exponentielle de la caractéristique courant-tension. Considérons une augmentation dE_{NiO} du champ dans NiO. La variation dn du nombre d'électrons serait proportionnelle à cette variation du champ et aussi au nombre total d'électrons présents n . Nous pouvons alors écrire la relation: $dn = kn dE_{NiO}$ dans laquelle k est une constante liée au coefficient de multiplication dans NiO. En passant aux densités de courant nous obtenons:

$$dI = kI dE_{NiO}$$

Compte-tenu de la relation: $dE_{NiO} = \frac{dV_{NiO}}{d}$ (9)

il vient $dI = k' dV_{NiO}$

ou $I = I_0 \exp(k' V_{NiO})$ (10)

Cette formule traduit le phénomène de multiplication dans l'oxyde de nickel.

On sait que par ailleurs, il y a multiplication par émission secondaire dans la magnésie; celle-ci se traduit par une relation de la même forme que ci-dessus, soit:

$$I = I_0'' \exp(k'' V_{MgO}) \quad (11)$$

D'autres considérations donnent à penser qu'il y a une relation sensiblement linéaire entre V_{NiO} et V_{MgO} ; en effet si l'on imagine une augmentation de V_{MgO} , elle provoque une émission secondaire accrue et, par suite, une plus grande accumulation de trous près de l'interface de NiO, ce qui tend à augmenter le champ dans NiO.

Nous admettons donc que: $V_{\text{MgO}} = bV_{\text{NiO}} + c$ (12)

Compte-tenu de (7) nous obtenons

$$V = V_{\text{NiO}}(1 + b) + c + V_i$$

La relation entre V_{MgO} et V_{NiO} n'a donc pas besoin d'être connue de façon rigoureuse. De toutes façons, comme nous l'avons vu, la chute de tension V_{NiO} est très supérieure à la chute de tension V_{MgO} .

En outre il n'est pas nécessaire d'avoir un champ électrique très intense dans la magnésie, pour avoir une bonne émission secondaire.

Par ailleurs le courant émis par la cathode doit être relativement peu influencé par V_i , car pour le vide interélectrode nous avons un courant de saturation pour une bonne partie de la caractéristique. Quoi qu'il en soit V_i est assez faible vis-à-vis de V_{NiO} et on peut adopter l'approximation de V_i constant.

Les expressions de I antérieures (formules (10) et (11)) permettent alors d'écrire:

$$\begin{aligned} I &= I_1 \exp(k'V_{\text{NiO}} + k''V_{\text{MgO}}) \\ \text{c'est-à-dire} \quad I &= I_1' \exp(k' + bk''V_{\text{NiO}}) \\ \text{ou} \quad I &= I_1'' \exp\left(\frac{k' + bk''}{1 + b} V\right) \end{aligned} \quad (13)$$

de sorte que l'on trouve une relation du type $I = I_0 \exp(aV)$ (1)

qui est la loi expérimentale trouvée pour des densités de courant pas trop élevées, et où

$$a = \frac{k' + bk''}{1 + b} \quad (14)$$

7 C- PROCESSUS D'AVALANCHE ET INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Le processus de multiplication et d'avalanche électronique dont nous avons parlé est vraisemblablement du type précisé par FROHLICH (10). Selon cet auteur il existe une température critique T_c au dessus de laquelle la densité des électrons est si grande que les collisions mutuelles des électrons entre eux sont plus fréquentes que les collisions avec le réseau. Sous l'effet du champ appliqué E , on tend à une distribution d'équilibre dans laquelle la température T des électrons est plus grande que la température T_0 du réseau.

La température critique T_c est telle qu'à basse température, on a une croissance de la rigidité diélectrique R avec la température une décroissance de celle-ci quand la température s'élève. Ceci peut être rattaché à ce que nous avons observé figure 15. Considérons la chute de tension dans l'oxyde de nickel, qui est regardée comme étant à la limite du claquage diélectrique; nous pouvons écrire:

$$V_{NiO} = RdD$$

où R est le coefficient de rigidité diélectrique de NiO

d l'épaisseur de la pellicule de NiO

D l'induction électrique.

Prenons, pour simplifier, V_{NiO} proportionnelle à la chute de tension totale V aux bornes du tube; on a :

$$V_{NiO} = a'V \quad \text{où } a' \text{ est une constante}$$

Il vient,

$$V = \frac{RdD}{a'} \quad (5)$$

Si l'on considère qu'il faut toujours la même induction D pour extraire la densité de courant I du manchon de nickel, la tension V variera comme R . En faisant varier de l'extérieur la température de la cathode, à courant constant, on a constaté que V diminue d'abord puis croît. La diminution pourrait résulter de celle de R , la température étant de toutes façons supérieure à T_c .

L'évolution exponentielle de la tension V aux bornes du tube à courant

constant (figure 28), c'est-à-dire à un facteur près le champ dans l'oxyde de nickel, en fonction de la température, est en accord avec la théorie de FRÖHLICH. Cette croissance de V lorsque la température devient assez élevée ne peut plus s'expliquer par la variation de la rigidité diélectrique; la magnésie paraît ici devoir intervenir directement, sa conductibilité plus élevée rend plus difficile l'accumulation de trous près de l'interface et la tension dans la magnésie doit être augmentée ; le phénomène d'avalanche dans l'oxyde de nickel nécessitant alors une tension extérieure plus élevée.

Par ailleurs l'efficacité de l'émission secondaire de la magnésie est diminuée à cause de la diminution du libre parcours moyen des électrons. Dans le cas où la température élevée est obtenue par auto-chauffage, nous ne devons pas oublier que la chute de tension dans le vide interélectrode s'accroît aux niveaux élevés d'émission.

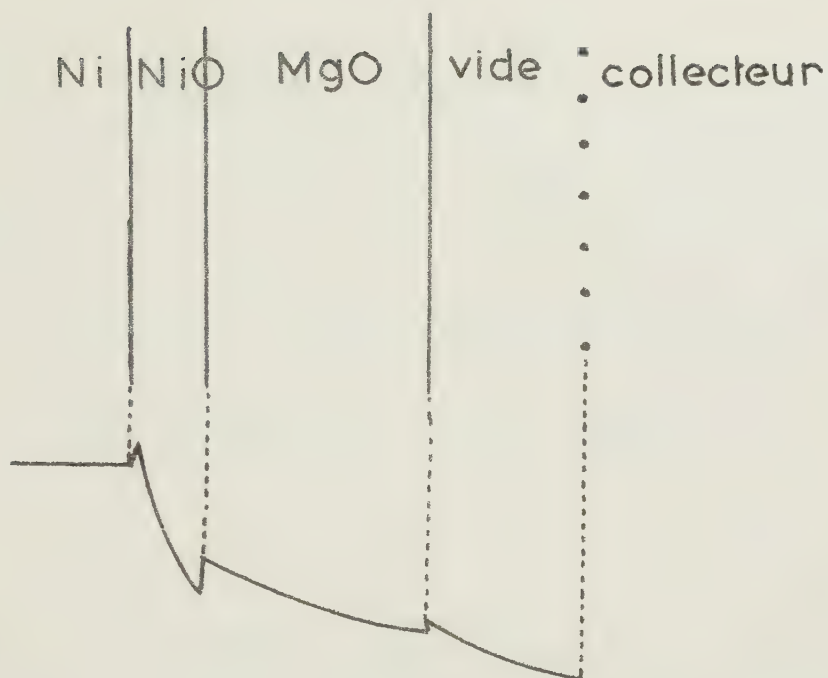


FIGURE 27

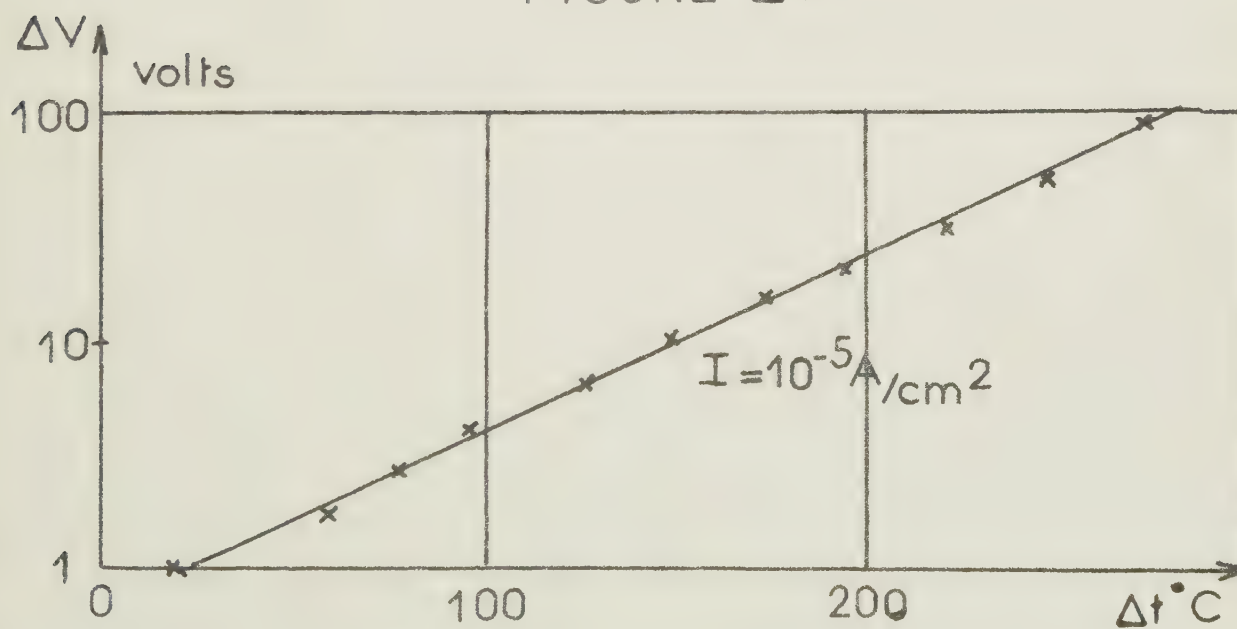


FIGURE 28

TROISIEME PARTIE

ETUDE DE L'EMISSION

EN REGIME DYNAMIQUE

ETUDE EN IMPULSIONS DE TENSION

ETUDE EN REGIME SINUSOIDAL. MESURES D'ADMITTANCE.
INTERPRETATIONS

1 - ETUDE EN IMPULSIONS DE TENSION

1 A- REPONSE EN COURANT A L'APPLICATION D'UN ECHELON DE TENSION

Nous avons constaté expérimentalement dans le tracé des caractéristiques statiques, qu'un délai d'environ cinq minutes était nécessaire à l'établissement de l'équilibre d'une certaine densité de courant, ceci était nécessaire à l'obtention de l'équilibre thermique de la cathode. Cependant celui-ci n'est pas seul en cause et l'état de polarisation de la cathode peut intervenir. Nous avons analysé en détail l'évolution du courant résultant de l'application d'un échelon de tension à partir d'un niveau statique donné.

Le procédé utilisé pour cela consiste à augmenter brusquement la tension de polarisation du tube à l'aide d'un interrupteur à mercure de faible temps de montée (environ 25 nanosecondes), qui connecte une résistance additionnelle dans le circuit de polarisation. On obtient de cette manière un échelon de tension à front très raide. Le courant émis est étudié aux bornes d'une faible résistance (100 ou 1000 ohms) placée en série avec la cathode à l'aide d'un oscillographe équipé pour prises de vues photographiques (fig. 29).

La forme générale de la réponse obtenue est donnée figure 30; V et I représentant le niveau continu de tension et de courant, i représente alors le courant additionnel consécutif à l'application de l'échelon de tension v . L'analyse des photos montre l'existence d'un temps mort et d'un temps de montée. Le courant tend asymptotiquement vers la valeur $I+i$ correspondant à la tension statique $V+v$. Ce temps mort et ce temps de montée sont fonction du courant I initial et du courant $I+i$ final.

La réponse en courant en fonction du temps pendant la période de montée est bien représentée par une formule de la forme

$$t = t_0 + \tau \text{ Log } \frac{i'}{I+i-i'} \quad (16)$$

indiquée par SUSSMAN (11), dans laquelle i' représente le courant à l'instant t après l'application de v , τ un temps de relaxation et t_0 le temps mort (figure 33 et 34).

Ce temps t_0 croît assez rapidement quand I décroît. En effet il est de l'ordre de la seconde pour

$$I = 10^{-9} \text{ A/cm}^2$$

de la milli-seconde pour

$$I = 10^{-5} \text{ A/cm}^2$$

d'une dizaine de micro-secondes pour

$$I = 10^{-3} \text{ A/cm}^2$$

En outre il décroît sensiblement linéairement quand i décroît.

I B- ETUDE EN IMPULSIONS DE TENSION RECTANGULAIRES

L'intérêt d'une telle étude réside dans le fait qu'un train d'impulsions de courant chauffe moins la cathode que le débit statique correspondant.

a - Dispositif expérimental

Le schéma du montage employé est indiqué sur la figure 29. Un générateur d'impulsions de faible impédance délivre des impulsions de tension rectangulaires, négatives par rapport à sa masse, pouvant atteindre une valeur de 40 volts. Elles sont envoyées sur la grille collectrice du tube par l'intermédiaire d'une forte capacité, conduisant à une constante de temps élevée vis-à-vis de la période T et de la largeur a des impulsions.

L'impulsion de courant qui en résulte est mesurée aux bornes d'une résistance faible (100 ohms), placée dans le circuit de la cathode de la même manière que précédemment.

Les impulsions ne s'ajoutent pas en totalité au niveau de tension obtenu, quand elles sont arrêtées, et le niveau moyen du train d'impulsions correspond à ce niveau continu de tension en raison de la présence de la capacité, (figure 31).

Nous avons minimisé cet inconvénient en employant souvent un facteur d'utilisation $\frac{a}{T}$ faible (inférieur à $\frac{1}{10}$ par exemple).

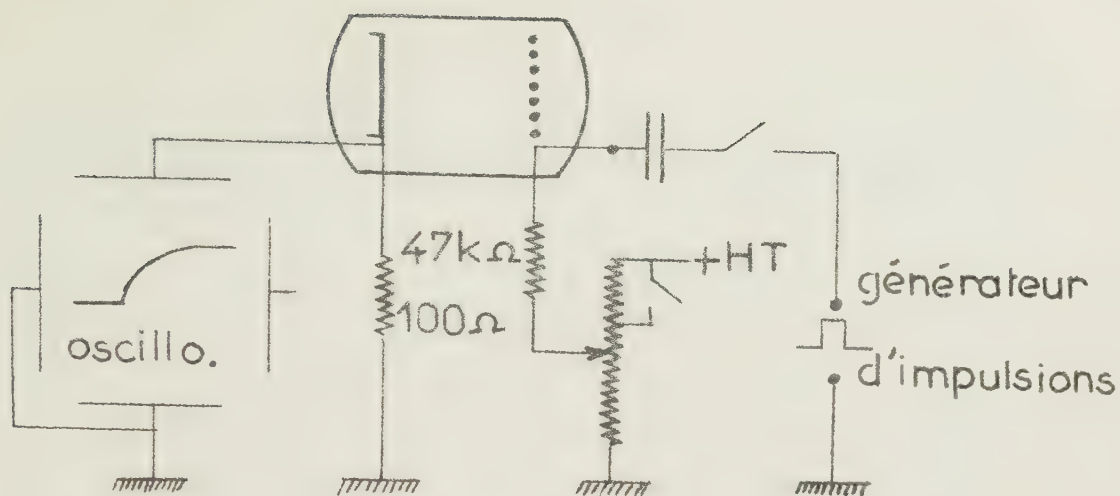
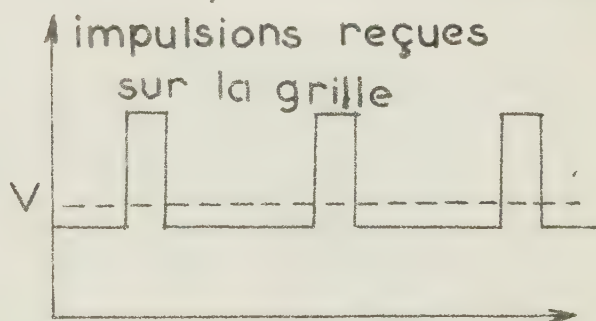
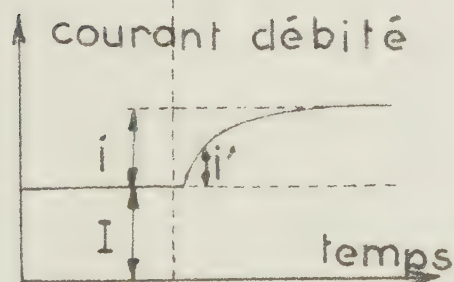
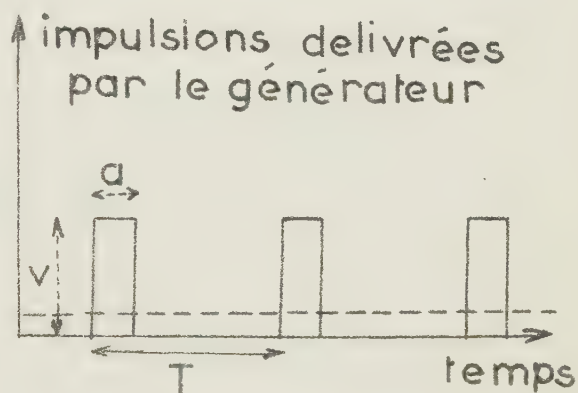
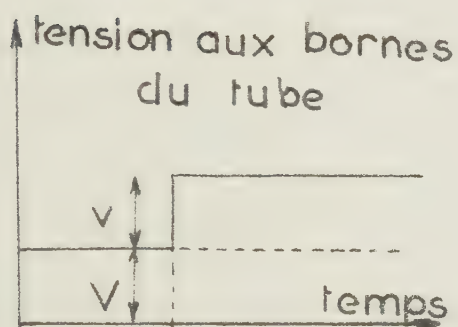


FIGURE 29



échelon de tension

impulsions de tension

FIGURE 30

FIGURE 31



FIGURE 32

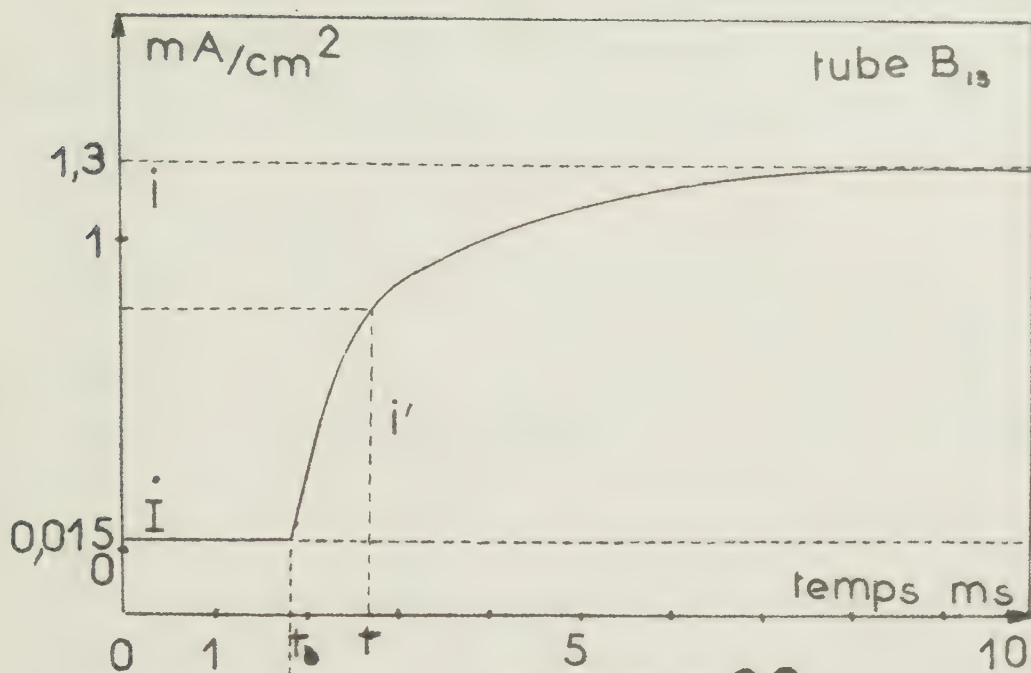


FIGURE 33

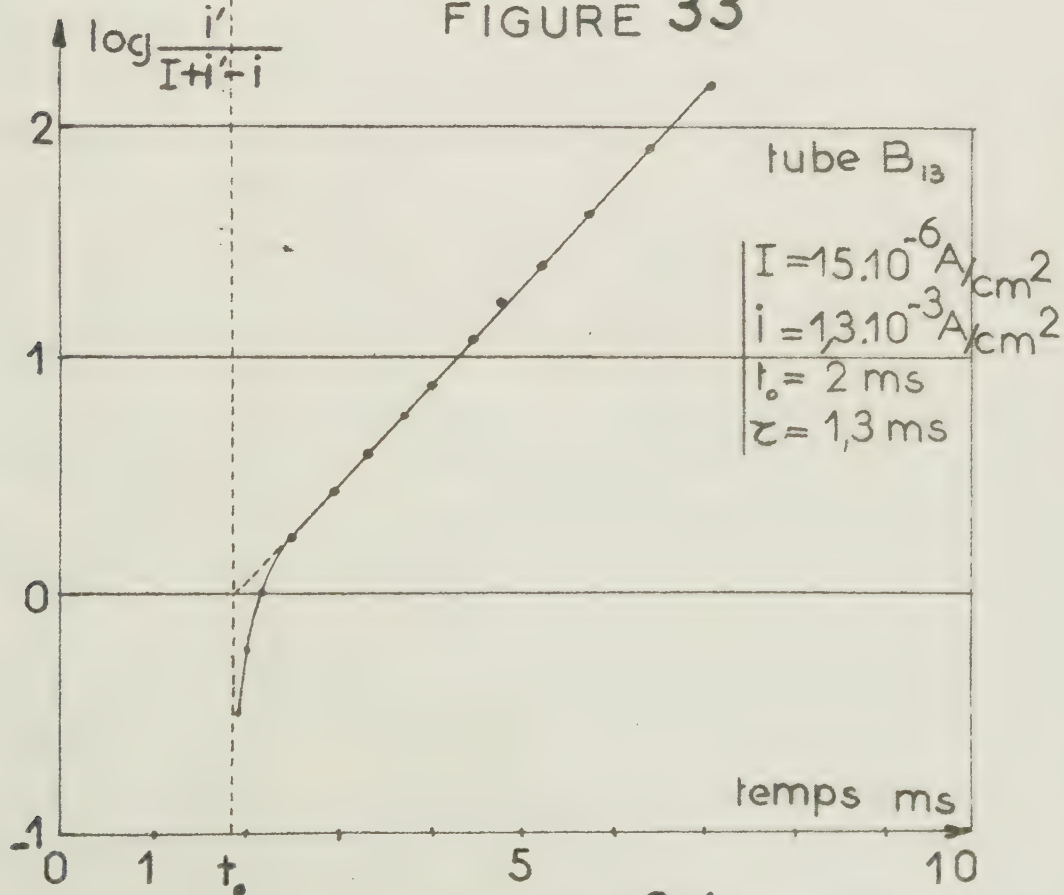


FIGURE 34

Lors de l'application d'impulsions de tension importantes (40 volts), la gamme de courant balayée s'étend sur plusieurs décades, entraînant une variation très importante de l'impédance du tube; les impulsions de tension peuvent être très déformées.

Signalons que l'application d'impulsions rend le fonctionnement du tube instable.

b - Réponse en fonction de la largeur d'impulsion.

La forme de l'impulsion de courant de hauteur i résultant de l'application d'une impulsion de tension v est évidemment analogue à celle obtenue par application d'un échelon de tension de même hauteur.

Pour des impulsions dont la somme du temps mort et du temps de montée reste inférieure à la largeur d'impulsion, et pour des densités de courant inférieures à 10^{-4} A/cm², la caractéristique obtenue en portant Log ($I+i$) en fonction de $V+v$ est pratiquement confondue avec la caractéristique statique, (figure 35). Ceci est normal puisque la gamme de courant intéressée correspond à la partie isotherme de la caractéristique statique.

Pour la zone (2) des caractéristiques du type (A), nous observons un décalage de la caractéristique en impulsion du côté des grandes valeurs de V , par rapport à la caractéristique statique. Dans cette zone l'échauffement moyen de la cathode dû au train d'impulsions n'est plus négligeable mais reste cependant inférieur à celui qui correspondrait au débit statique homologue. Nous avons vu dans l'étude en température, qu'un refroidissement conduisait à un déclin du courant: ceci expliquerait le décalage observé.

Si la gamme de courant atteinte par $I+i$ est voisine du coude de la caractéristique statique, nous observons un léger décalage de la caractéristique en impulsion du côté des faibles valeurs de V . Ceci est en accord avec nos résultats antérieurs attribuant le coude à un échauffement trop prononcé de la cathode. Il nous a d'ailleurs été possible d'obtenir des densités de courant plus importantes en impulsion qu'en statique. (20 mA/cm² contre 5 mA/cm²).

Pour des impulsions dont la somme du temps mort et du temps de montée est supérieure à la largeur des impulsions de tension appliquée, le courant ne se sature plus et l'impulsion de courant à la forme indiquée par la figure 23. Si la largeur est de l'ordre de grandeur du temps mort le tube reste inerte à l'application des impulsions.

c - Réponse en fonction de la fréquence

Si la partie de la caractéristique statique intéressée est la partie quasi-isotherme, la fréquence des impulsions ne semble pas intervenir et lorsque les impulsions de courant sont saturées la caractéristique en impulsion est confondue avec la caractéristique statique.

Lorsque la partie supérieure (3) de la caractéristique entre en jeu, l'auto-chauffage dû aux impulsions croît avec la fréquence et la caractéristique en impulsions saturées finit par se confondre pratiquement avec la caractéristique statique.

Pour extraire des courants pulsés plus importants qu'en régime statique, nous avons employé des impulsions de tension de grande amplitude, de façon à diminuer le temps de montée, et un facteur d'utilisation assez faible .

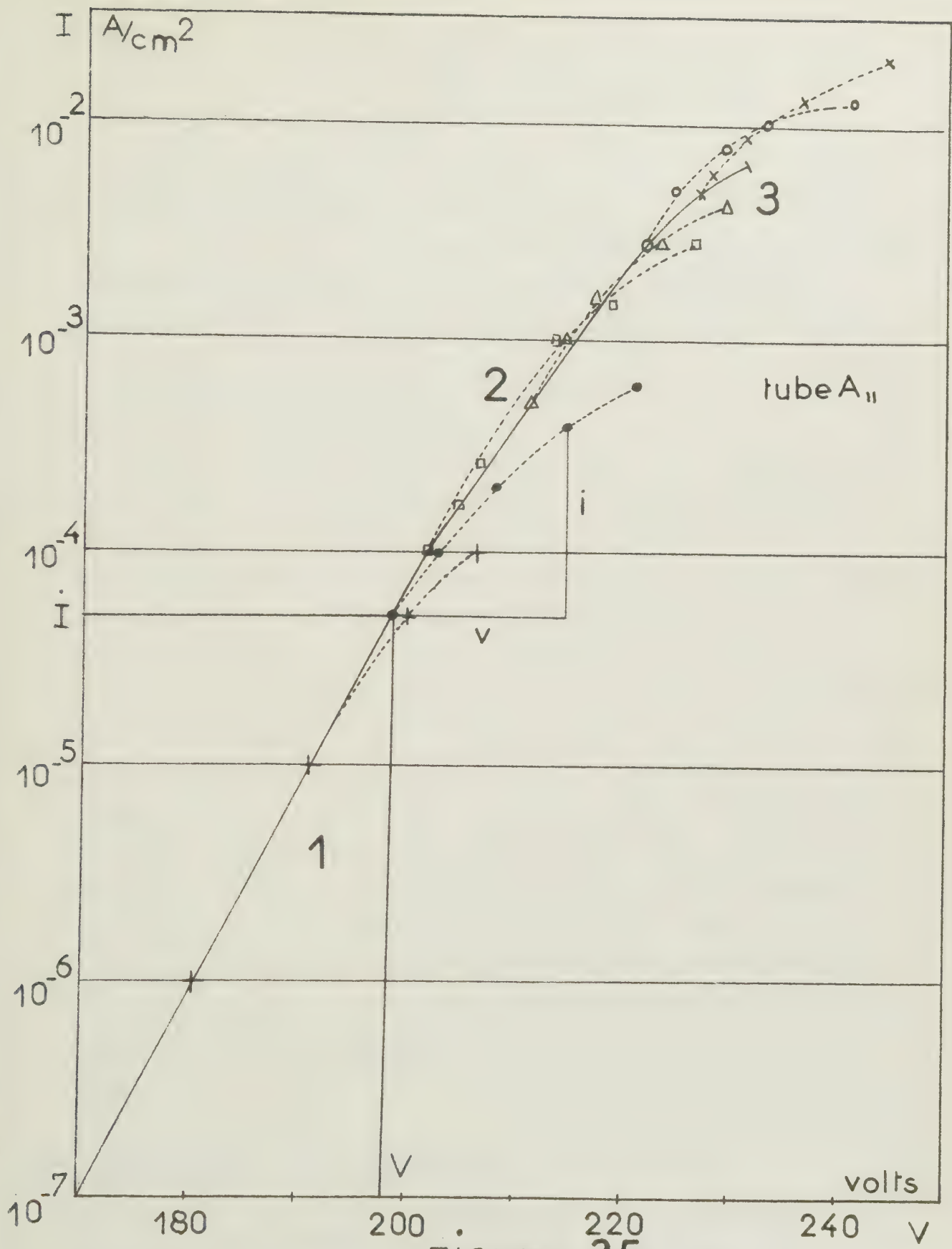


FIGURE 35

2 - ETUDE DE L'EMISSION EN REGIME SINUSOIDAL MESURES D'ADMITTANCE

2 A- PRINCIPE ET SCHEMA DE MESURE

Le principe de cette étude consiste en l'application d'une perturbation de tension sinusoïdale : $v = v_0 \exp(j\omega t)$ de fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$, à partir d'un point de fonctionnement statique (V, I). L'admittance aux bornes du tube est alors mesurée à l'aide d'un pont Z-Y (type Général Radio 1602 A).

Le schéma de montage est représenté figure 36. La polarisation statique du tube est fournie par une alimentation haute tension stabilisée et filtrée en série avec une grande résistance $R = 1$ mégohm.

L'ensemble présente une admittance en parallèle sur le tube qui n'excède pas 1 micromho, car l'admittance série de l'alimentation et de son filtre est très grande vis-à-vis de la résistance de 1 mégohm.

Le tube est mis en parallèle avec une branche du pont par l'intermédiaire d'une forte capacité de 8 microfarads, qui isole le pont du point de vue continu. L'admittance de celle-ci n'entre pas en jeu dans la gamme de fréquence utilisée. Le pont est excité par un générateur basse fréquence par l'intermédiaire d'un transformateur d'isolement. Le détecteur de zéro est constitué par un amplificateur sélectif et un oscillographe.

La capacité entre le manchon de nickel et la grille collectrice du tube a été mesurée sans qu'il débite: elle est de l'ordre de 75 picofarads et présente des pertes négligeables. Son admittance dans la gamme de fréquence utilisée est négligeable vis-à-vis de celle du tube quand il débite.

2 B- REPONSE DU TUBE A UNE TENSION SINUSOIDALE

La réponse du tube en courant à la surimposition d'une tension sinusoïdale par rapport à un niveau continu de tension, n'est évidemment pas sinusoïdale, à cause du caractère expo-

nentiel de la caractéristique courant-tension statique.

Le courant se présente comme une suite d'arceaux dont les pointes sont dirigées vers les hauts courants, suivant le schéma de la figure 37.

En conséquence nous avons choisi l'amplitude de la tension sinusoïdale v_0 faible, (en général de 2 volts crête à crête) de façon à assurer une réponse pas trop déformée en courant et de manière à éviter une modification trop importante du débit moyen du tube lorsqu'on applique la tension alternative.

L'amplitude du courant modulé pour une amplitude v_0 de la tension appliquée diminue quand la fréquence de celle-ci augmente. Nous avons même observé le blocage de l'émission modulée pour des fréquences qui vont en croissant avec le débit statique du tube (environ 2 à 300 KHz). Pour des fréquences supérieures à ces fréquences de blocage, la réponse du tube est sinusoïdale et celui-ci se comporte comme une simple capacité. L'émission auto-entretenu n'intervient plus et la réponse est la même que si le tube ne débitait pas.

2 C- DIAGRAMME D'ADMITTANCE ET DIAGRAMME D'IMPEDANCE

L'admittance $Y = G + jB$ du tube est représentée dans le plan complexe. Les courbes expérimentales obtenues sont portées sur la figure 38; elle sont tracées pour différents débits statiques et sont paramétrées en fonction de la fréquence f de la tension sinusoïdale appliquée.

Nous remarquons tout d'abord que la susceptance aux bornes du tube est selfique dans la gamme de fréquence utilisée. En outre les cinq courbes tracées pour différents débits présentent une allure semi-circulaire nettement marquée et les cercles tracés passent sensiblement par l'origine. Leurs centres sont sensiblement alignés avec l'origine et leurs rayons proportionnels au débit statique correspondant.

Nous passons du diagramme d'admittance

$$Y = G + jB = r \exp(j\theta) \quad \text{au diagramme d'impédance}$$

$$Z = R + jX = \frac{1}{r} \exp(-j\theta) \quad \text{par la transformation géométrique produit}$$

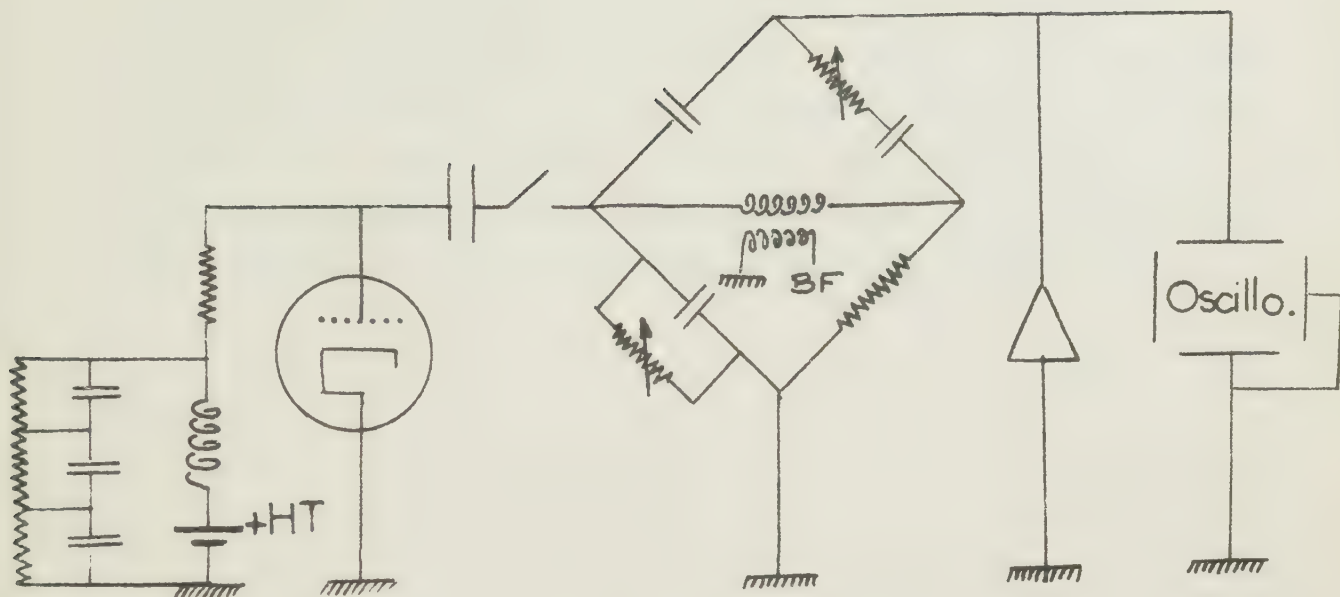


FIGURE 36

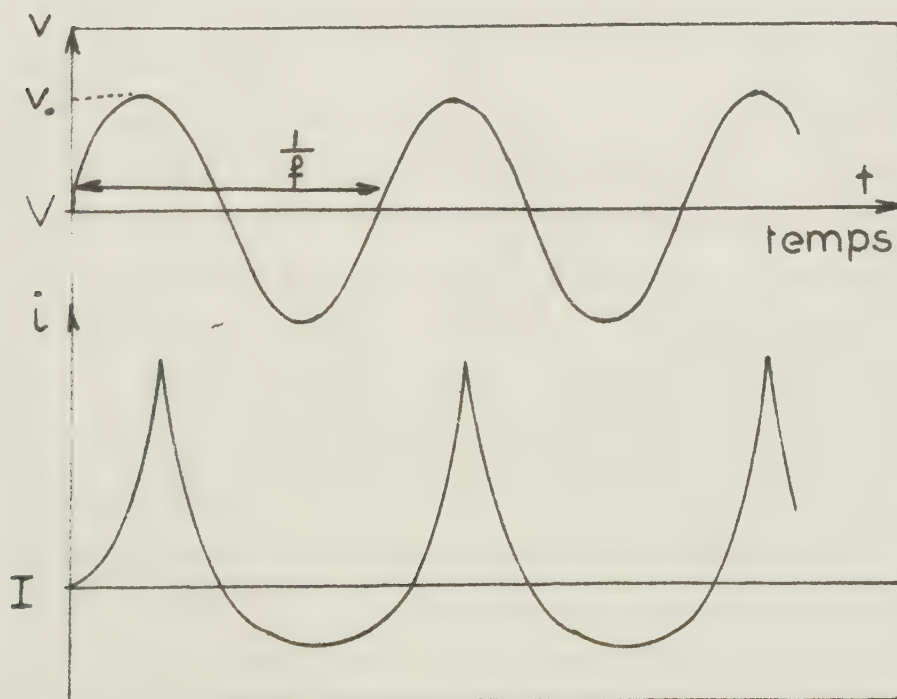


FIGURE 37

d'une inversion de centre O et d'une symétrie par rapport à l'axe réel OG. Les cercles qui passent par l'origine vont se transformer dans l'inversion en des droites perpendiculaires à la droite des centres. Les transformées de ces droites par symétrie par rapport à OG seront les courbes d'impédance. Les portions utiles de ces droites sont les demi-droites situées dans le premier quadrant du système d'axes OR, OX; elles sont paramétrées en fonction de la fréquence et leurs abscisses à l'origine est une fonction hyperbolique du débit (figure 39).

3 - INTERPRETATIONS

Nous avons vu dans l'interprétation des caractéristiques statiques, que le champ dans l'oxyde de nickel était fonction de la densité des trous près de l'interface NiO-MgO. Cette densité peut être modifiée par une variation de la tension appliquée qui se traduit par l'apport de nouveaux trous provenant de la magnésie, qui prennent naissance grâce à l'émission secondaire. La magnésie conditionne ainsi les variations du courant électronique issu du manchon de nickel. Le temps de déplacement de ces trous est responsable du retard observé dans les variations du courant à l'application d'une variation de tension. Ce retard doit se manifester dans les mesures faites en alternatif mais le film d'oxyde de nickel ayant une capacité importante, qui forme pratiquement un court-circuit, le comportement en alternatif nous renseignera sur ce qui se passe dans la magnésie.

Considérons à l'instant zéro l'application d'une perturbation sinusoïdale $v = v_0 \exp(j\omega t)$ entre le manchon de nickel et la grille collectrice.

Les électrons supposés émis par la cathode à une vitesse nulle arrivent sur le collecteur avec une vitesse moyenne U, telle que :

$$\frac{1}{2} m U^2 = e V_i \quad (17)$$

JB p6

Diagramme d'admittance

$$Y = G + jB$$

tube C₁₄

courbes paramétrées
en fonction de la
fréquence (en KHz)

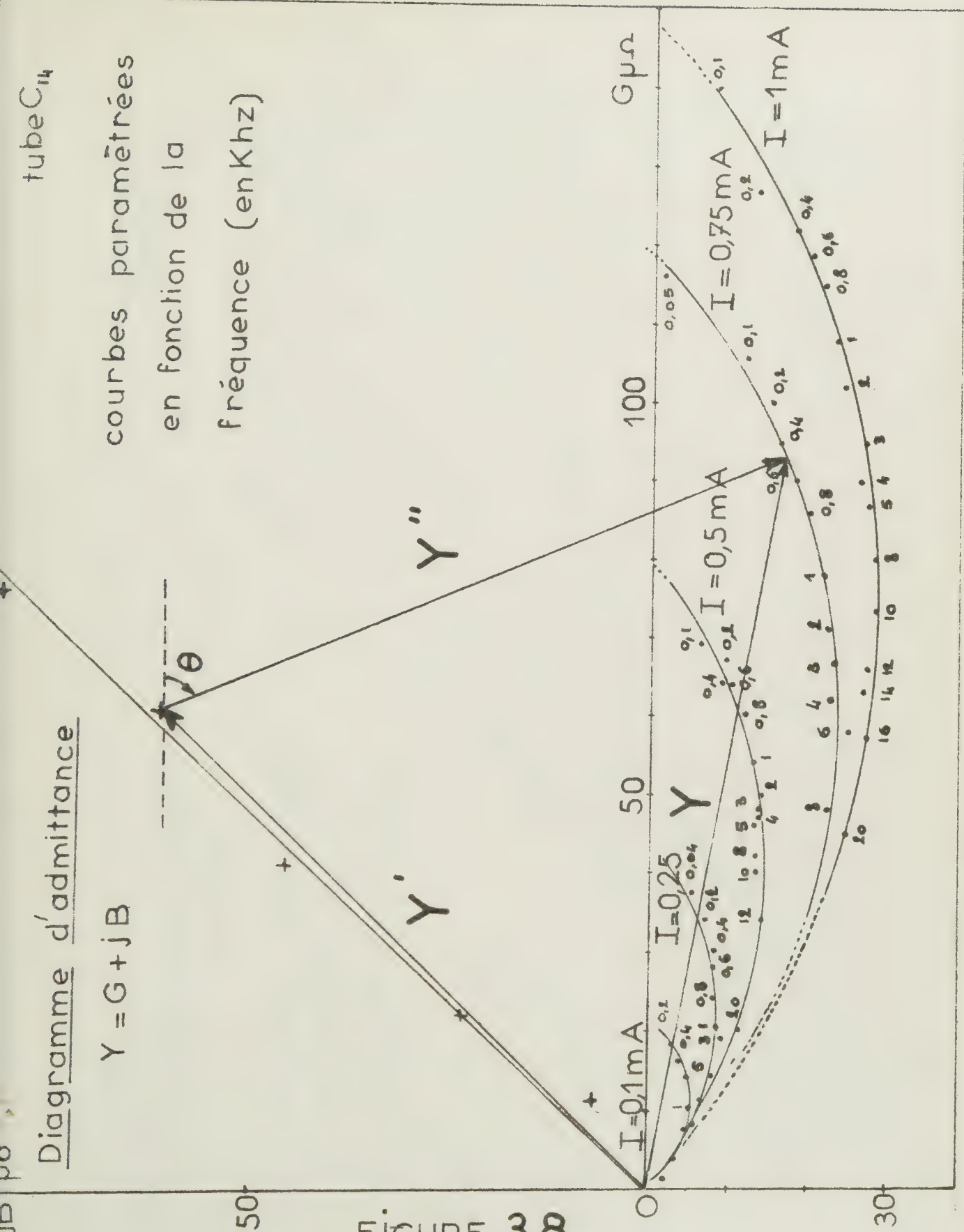


FIGURE 38

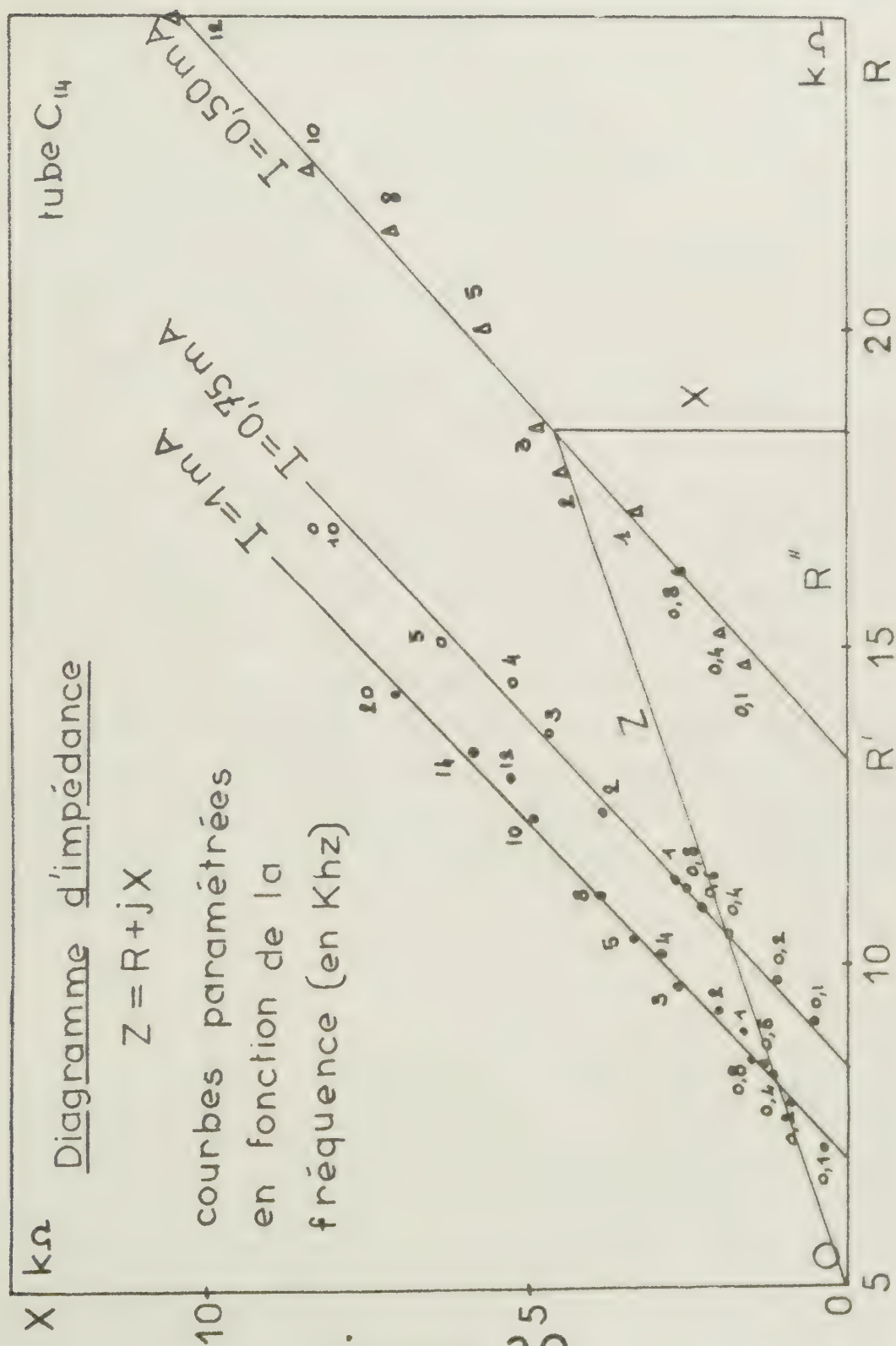


FIGURE 39

lorsqu'ils sont accélérés par la différence de potentiel interélectrode V_i .
Le temps de transit dans le vide est donné par la formule:

$$t = \frac{d}{U} = d \sqrt{\frac{m}{2eV}} \quad (18)$$

où d est la distance interélectrode ($d = 0,4$ mm).

et $\frac{e}{m}$ la charge spécifique de l'électrom.

Si nous admettons pour V_i une valeur voisine de 50 volts, nous trouvons un temps t inférieur à 10^{-9} seconde.

Par conséquent nous pouvons considérer que les variations du courant dans le vide interélectrode sont en phase avec les variations de la tension appliquée.

D'autre part le temps nécessaire à l'effet de multiplication par émission secondaire dans la magnésie et par suite à la création de nouveaux trous, n'exède pas 10^{-10} seconde. Ces deux temps sont très inférieurs au temps de réponse du tube à une perturbation de tension, qui comme nous l'avons vu dans l'étude en impulsions est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} seconde dans le cas le plus favorable, c'est-à-dire à haut débit. Ceci nous conduit à admettre que tout déphasage entre courant et tension devra être attribué à l'inertie du mouvement des trous dans la magnésie. Effectivement le signe de déphasage observé est correct pour une telle interprétation.

INTERPRETATION DES DIAGRAMMES D'ADMITTANCE ET D'IMPEDANCE

V.ANDER ZIEL (12), JOHANNES,

RAMANATHAN et CHOLET (6) décomposent le vecteur admittance Y du tube en deux vecteurs Y' et Y'' (figure 38). Y'' représente le rayon-vecteur des cercles obtenus, orienté du centre vers la circonférence. Y' est alors le vecteur image des centres des cercles.

Cette représentation suppose donc que, pour un débit donné, les modules de ces deux vecteurs sont égaux et indépendants de la fréquence, ils sont en outre sensiblement proportionnels au débit. Seul l'argument de Y'' varie avec la fréquence.

La nature nettement différenciée de ces deux vecteurs conduit à faire intervenir plusieurs mécanismes superposés dans l'émission de la cathode.

VAN DER ZIEL, JOHANNES, RAMANATHAN et CHOLET considèrent que le phénomène influencé par la fréquence se traduit par l'admittance Y'' et qu'il introduit un retard moyen t' du courant sur la tension sinusoidale appliquée v . Ce temps correspondrait au temps de transit des trous.

Soit :
$$v = v_0 \exp(j\omega t) \quad (19)$$

le courant consécutif à cette tension est donné par

$$i = i_0 \exp[j\omega(t-t')] \quad (20)$$

L'admittance Y'' est alors $Y'' = \frac{i_0}{v_0} \exp(-j\omega t') = r \exp(j\Theta) \quad (21)$

avec $r = \frac{i_0}{v_0} = |Y''|$ et $\Theta = \arg Y''$

Ceci exprime que $|Y''|$ reste constant quand f varie: ce qui est bien vrai expérimentalement. En outre $\arg Y''$ doit varier linéairement en fonction de la fréquence; cette loi n'est pas très bien vérifiée dans la gamme de fréquence étudiée (figure 40).

En particulier on peut admettre par extrapolation que les points corres-

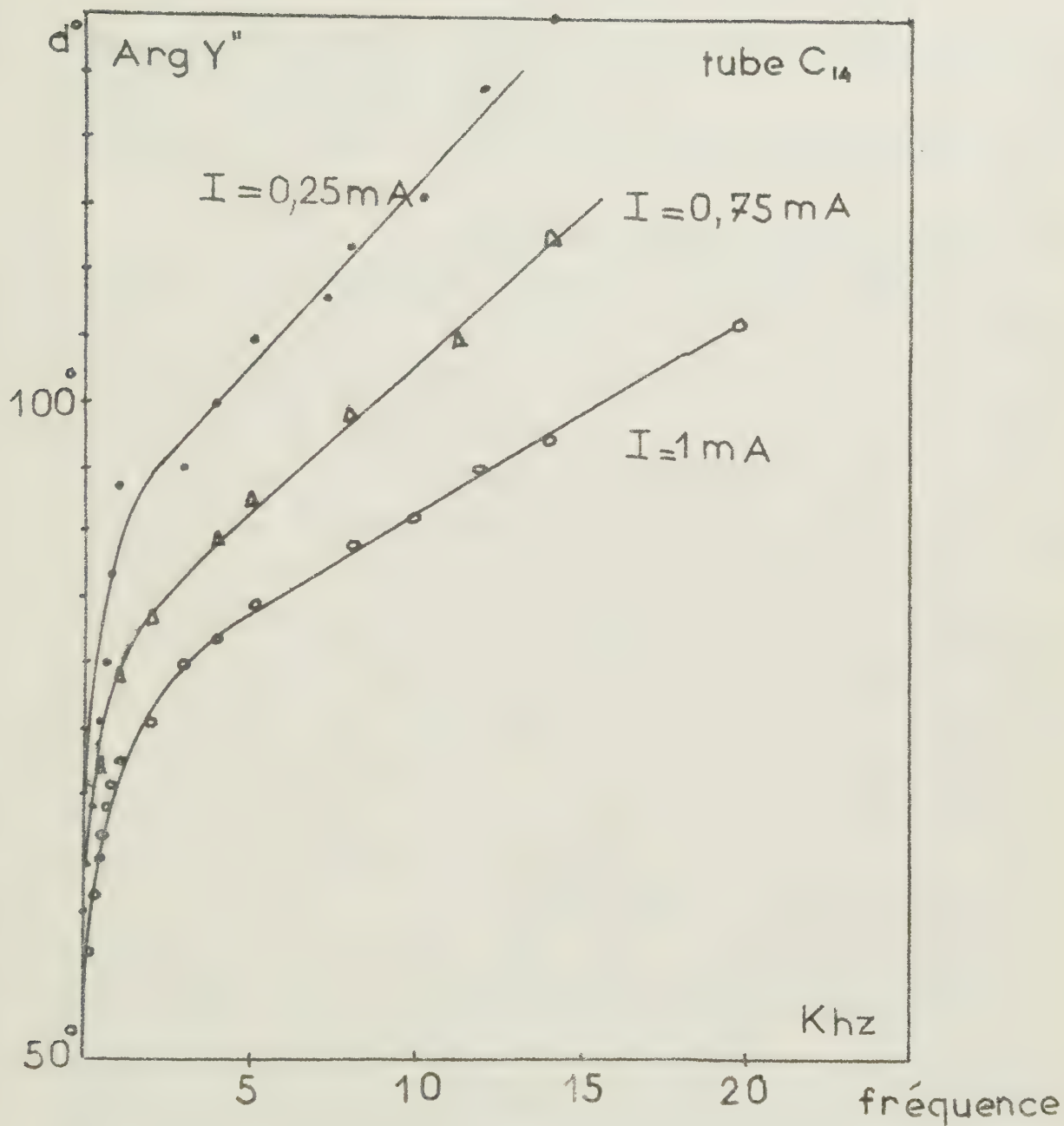


FIGURE 40

pondants à une fréquence nulle se trouvent sur l'axe réel OG, il apparaît assez difficile d'expliquer que l'argument de l'admittance Y'' soit alors voisin de 45° ! (figure 38).

L'admittance Y' tiendrait compte des autres mécanismes et son comportement est assez difficile à expliquer.

La décomposition citée, n'est donc pas entièrement satisfaisante.

Une autre façon de considérer les choses est la suivante: on raisonne sur le diagramme d'impédance. (figure 39)

Celle-ci s'écrit: $Z = R + jX$ (22)

où la susceptance X est selfique ($X > 0$)

Posons $Z = R' + Z'' = R' + R'' + jX''$ (23)

R' étant la résistance extrapolée à fréquence nulle.

Z'' est représentée par une droite passant par l'origine et le rapport $\frac{X''}{R''}$ reste constant quand la fréquence varie, pour un débit donné.

La partie R' n'est pas du tout nécessairement la résistance statique, car une extrapolation correcte vers la fréquence zéro exigerait d'avoir fait des mesures jusqu'à des fréquences très basses; nous y reviendrons. Cette partie R' correspond à un courant en phase avec la tension, avec plusieurs contributions possibles en série. La partie Z'' doit être associée à l'inertie du mouvement des trous.

L'augmentation de Z avec la fréquence s'explique, si l'on admet que dans la zone de travail (fréquences très basses exclues) les trous n'avaient pas le temps de migrer complètement à travers la magnésie au cours d'une période.

Si l'on prend par exemple une alternance positive de la tension c'est le déplacement jusqu'à l'interface qui permet d'avoir une impédance nette-ment plus faible. Il faut bien voir que l'on fait intervenir ici l'impédance de la magnésie (l'oxyde de nickel est exclu car la tension à ses bornes ne varie pas): donc non seulement, comme on l'a vu précédemment, le mouvement des trous influence le courant à travers l'oxyde de nickel mais il influence aussi la capacité d'émission de la magnésie.

Ce fait paraît normal: si les trous ne migrent pas, l a charge d'espace qu'ils forment nuit au fonctionnement ultérieur.

L'impédance alternative Z doit varier de façon à augmenter avec la fréquence comme l'expérience l'indique.

On peut toujours écrire pour la partie Z'':

$$v = v_0 \exp(j\omega t')$$

$$i = i_0 \exp[j\omega(t-t')]$$

mais t' est un temps de transit effectif et non pas le temps complet de traversée de la couche de magnésie; ce temps effectif pendant lequel les trous cheminent vers l'interface quand v est positif, est bien entendu d'autant plus court que la fréquence f est grande.

On peut prendre:
$$t' = \frac{\varphi}{\omega} \quad (24)$$

d'où
$$i = i_0 \exp[j(\omega t - \varphi)] \quad (25)$$

ce qui donne bien la droite du diagramme de Z''.

Revenons sur la quantité R' en relation avec la résistance différentielle statique, R_d du tube.

Sur la figure 41 on a porté cette résistance, déduite de la caractéristique statique, en fonction du débit.

Nous avons
$$R_d = \frac{dV}{dI} \quad (26)$$

avec
$$I = I \exp(aV)$$

d'où
$$dI = I_0 a \exp(aV)$$

$$= I a dV$$

donc
$$R_d = \frac{dV}{dI} = \frac{1}{aI} \quad (27)$$

La courbe représentative de R_d en fonction de I est une hyperbole équilatère. Les autres courbes tracées représentent les valeurs de R'' obtenues à diverses fréquences, en fonction du débit; elles ont la même allure hyperbolique que la courbe précédente. Cependant la résistance R' , qui est l'extrapolation de Z à fréquence nulle, représentée également en fonction du débit, est en général trois à quatre fois plus grande que R_d . Nous pouvons expliquer ce résultat en considérant que R' correspond à la résistance différentielle du tube en statique, couche inter-

faciale d'oxyde de nickel exclue. R' correspondrait donc à la magnésie et au vide interélectrode.

En faisant intervenir les quantités k' et k'' des formules (10) et (11) on

a vu que :

$$a = \frac{k' + bk''}{i + b} \approx k' + bk'' \quad (14)$$

d'où

$$R_d = \frac{1}{(k' + bk'') I} \quad (28)$$

En régime sinusoïdal à fréquence zéro, aucune variation de l'effet de multiplication n'étant à considérer dans l'oxyde de nickel, on ne conserve que ce qui concerne la magnésie, on prend donc :

$$R' = \frac{1}{bk'' I}$$

On voit bien que R' est supérieure à R_d ; on peut en tirer des indications quantitatives concernant k' et k''

Prenons $R' = 3 R_d$

On peut écrire :

$$\frac{1}{bk'' I} = \frac{3}{(k' + bk'') I}$$

c'est à dire :

$$2 bk'' = k'$$

Pour le diagramme d'impédance tracé nous avons $a + 0,55$

Si nous admettons :

$$b = \frac{V_{MgO}}{V_{NiO}} = \frac{5}{125} = 0,04$$

Il vient

$$k' = 0,08 k''$$

or

$$k' + bk'' = 0,55$$

d'où l'on tire

$$k' = 0,36$$

$$k'' = 4,5$$

Ce résultat concorde avec l'hypothèse que nous avons formulée, qui suppose que l'effet de multiplication dans la magnésie est important et que le terme $k'' V_{MgO}$ ne peut être négligé en face du terme $k' V_{NiO}$ malgré les ordres de grandeur différents de V_{MgO} et V_{NiO} .

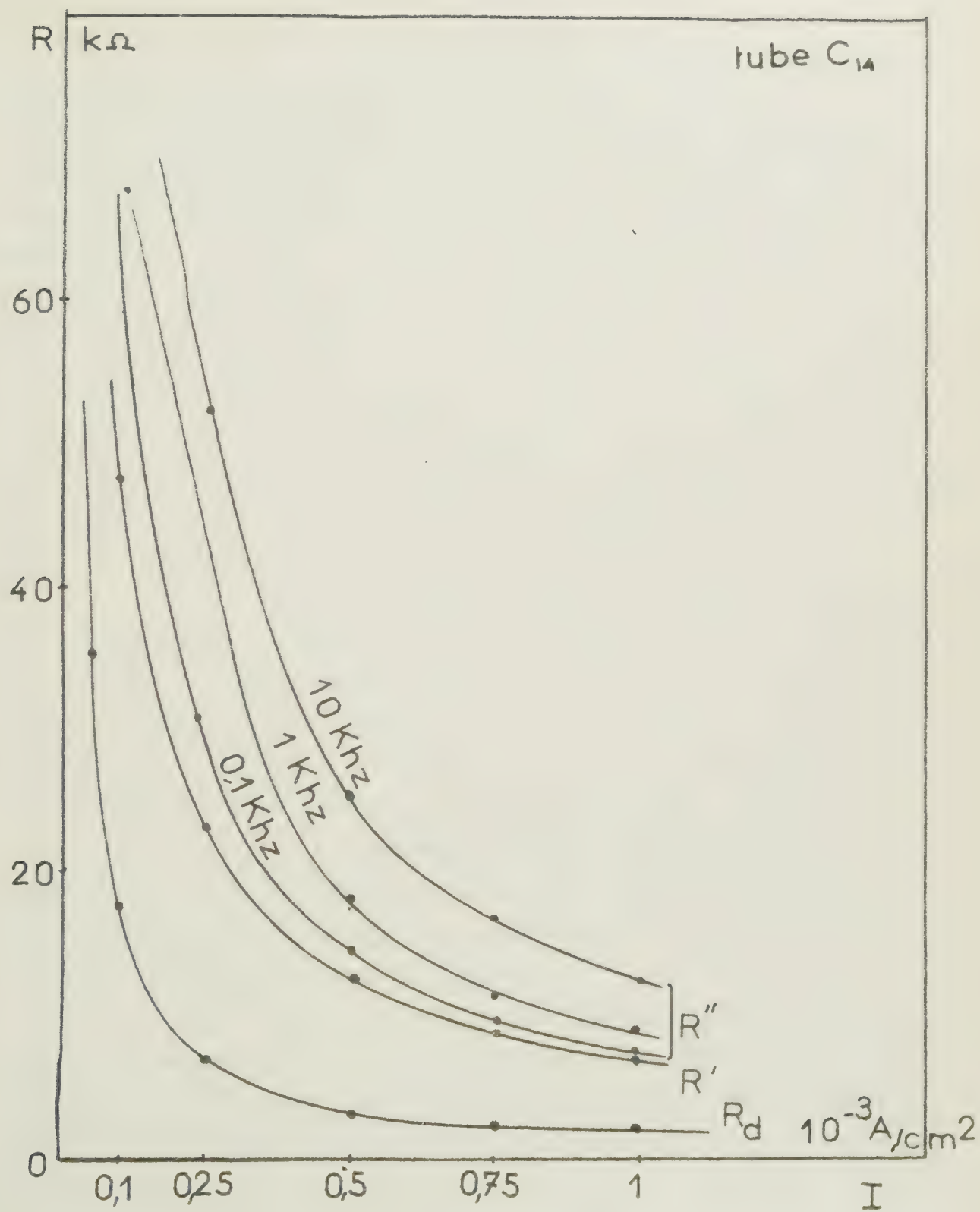


FIGURE 41

CONCLUSION

Divers problèmes concernant l'émission électronique froide d'une mince couche de magnésie ont été étudiés.

Une conclusion importante est que la présence d'un film isolant de faible épaisseur (quelques milliers d'angstroems) entre la magnésie et son support métallique paraît souhaitable pour obtenir de bonnes cathodes. Elle favorise l'établissement au voisinage du support d'un champ électrique intense, nécessaire à l'amorçage de l'émission. La magnésie permet l'auto-entretien grâce à son taux d'émission secondaire élevé donnant des phénomènes de multiplication électronique; en outre il en résulte une accumulation de trous près de l'interface , ce qui favorise la création du champ intense nécessaire à l'extraction d'électrons du support. D'autres matériaux ayant un taux d'émission secondaire élevé (BeO et Al_2O_3) sont susceptibles d'être utilisés à la place de la magnésie.

Les caractéristiques et les performances de l'auto-émission de la magnésie sont liées à la fabrication des cathodes, dont la technologie est susceptible d'améliorations; en particulier l'oxydation du support métallique et la structure du revêtement de magnésie conditionnent en partie le bruit de fond et la stabilité de l'émission. L'importance de ces deux facteurs est un inconvénient pour l'emploi de telles cathodes.

L'obtention de caractéristiques courant-tension exponentielles, pouvant s'étendre sur cinq à six modules décimaux, et éventuellement de caractéristiques à pente négative , est un aspect intéressant du comportement des cathodes à la magnésie.

Ainsi malgré l'influence très marqué de la température, en particulier de l'auto-chauffage, et l'inertie opposée aux brusques variations de tension qui rend difficile son emploi en haute fréquence, l'émission électronique froide de la magnésie garde un intérêt théorique et pratique certain.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	page 1
1er ^e Partie: ELABORATION DES COUCHES ET STRUCTURE DES TUBES	
1- Composition et caractéristiques des dépôts	2
2- Dépôt par pulvérisation	2
3- Dépôt par cataphorèse	3
4- Géométrie des tubes	4
5- Pompage et traitement des tubes sous vide	4
2ème Partie: ETUDE DE L'EMISSION EN REGIME STATIQUE	
1- EMISSION ET CARACTERISTIQUES STATIQUES	7
1 A- Principe de fonctionnement d'un tube à cathode froide	7
1 B- Amorçage de l'émission auto-entretenu	8
1 C- Formes des caractéristiques statiques courant-tension	9
1 D- Débit maximum . Débit minimum.	13
1 E- Stabilité de l'émission	13
2- INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR L'EMISSION	16
2 A- Auto-chauffage de la cathode pendant l'émission	16
2 B- Chauffage de la cathode par un filament interne	18
2 C- Influence d'un chauffage auxiliaire sur la densité de courant émis	21
2 D- Influence d'un refroidissement	22
2 E- Caractéristiques isothermes	25
2 F- Reproductibilité de la caractéristique courant-tension	30
Activation et vieillissement	
3- DETERMINATION DU POTENTIEL DE SURFACE DE LA CA- A L'AIDE D'UNE SONDE METALLIQUE	33
4- ETUDE DE LA LUMINESCENCE DE LA MAGNESIE	36
4 A- Etude au photomultiplicateur	36
4 B- Etude au spectrographe	38

5- INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR L'EMISSION	46
6- ETUDE D'UN TUBE A STRUCTURE DE TRIODE	48
7- INTERPRETATIONS	52
7 A- Distribution de la chute de tension aux bornes du tube	52
7 B- Processus de multiplication électronique	54
7 C- Processus d'avalanche et influence de la température	56
3ème Partie:ETUDE DE L'EMISSION EN REGIME DYNAMIQUE	
1- ETUDE EN IMPULSIONS DE TENSION	59
1 A- Réponse en courant à l'application d'un échelon de tension	59
1 B- Etude et caractéristique en impulsions de tension rectangulaires	60
2- ETUDE EN REGIME SINUSOIDAL. MESURES D'ADMITTANCE	66
2 A- Principe et schéma de mesure	66
2 B- Reponse du tube à une tension sinusoidale	66
2 C- Diagramme d'admittance et diagramme d'impédance	67
3- INTERPRETATIONS	69
Interpretation des diagrammes d'admittance et d'impédance	73
CONCLUSION	78
BIBLIOGRAPHIE	

BIBLIOGRAPHIE

- (1) JACOBS : " Field dependant secondary emission "
Phys. Rev. 1951 - Vol. 84 - p. 877
- (2) JACOBS, FREELY, BRAND : "The mechanism of field dependant secondary emission". Phys. Rev. 1952 - Vol. 88-N°3-p492
- (3) DOBISCHEK, JACOBS, FREELY : " The mechanism of self-sustained emission from MgO". Phy. Rev. 1953- Vol. 91-N°4-p. 804
- (4) DAGLISH : "Electron emission from cold magnesium oxyde"
Proceeding of the institution of electronical engineers
1961 - Vol 108 - N° 77 - p. 103
- (5) BOURDAILLET : " Réalisation et etude de cathodes froides à base d'oxyde de magnésium".
Diplome d'études supérieures de sciences physiques. Lyon, fev. 62
- (6) JOHANNES, RAMANATHAN, CHOLET: " The mechanism of MgO cold cathods emission ". Philco. Scientific Laboratory.
Blue Bell, Pennsylvania U.S.A.
- (7) SKELETT, FIRTH, MAYER: "The mechanism of oxide cold cathode and its applications in vacuum tubes ". Proceeding of the I. R. E.
Vol. 47 -N°10 - p. 1704.
- (8) RAMANATHAN : " Luminosity and spectral studies of an MgO cold cathod". Journal of electronics and control - Vol. 14-N°6-p. 617 .
- (9) HOLM : Siemens werk 1014 - 1931 - p. 211 .
GOLDBECK ; Zeit metallik 39 - 1948 - p. 158 .
- (10) FROHLICH : " on the theory of breakdown in solids ". Proceeding of Royal Society - Vol. A188 -1947 - p. 521 .
- (11) SUSSMAN : "Rise time measurements in MgO cold cathod diodes"
Proceeding of the I. R. E. Vol. 49- N°2- p. 517 .
- (12) VAN DER ZIEL : "Study of the cause and effect of flicker noise in vacuum tubes " U.S. Army Signal Corps contracts
N° DA. 36-039-SC74963. Final report Vol. 1 and 2 .

Vu :

Les membres du Jury ,

G.-Mesnard

M. Dufay

R. Uzan

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences ,

J. Braconnier

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon , le 30 septembre 1964 .

Le Recteur ,

Président du conseil de l'Université ,

P. Louis

